Physics Lib.

JAN 9 1948

Akustische Zeitschrift

Im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. W. Weber: Der Rauschpegel hochwertiger Mikrophone 121

2. W. Baer: Ein neues dynamisches Mikrophon 127

3. Patentschau 136

3. Schrifttum 138

Viertes Heft Achter Jahrgang August 1943

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10,— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden.

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW 87, Franklinstr. 22

Dr. Erwin Meyer, o. Professor an der Technischen Hochschule Berlin und Abteilungsvorsteher am Vierjahresplaninstitut für Schwingungsforschung, Berlin NW 87, Franklinstr. 1

*

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an:
Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW 87, Franklinstr. 22

Einführung in die Theorie der Spulen und Übertrager mit Eisenblechkernen

Von Prof. Dr. Richard Feldtkeller

Im Druck. Verlag S. Hirzel in Leipzig

Tonfrequenz-Analysier-Einrichtung

für Grob-, Fein-, wenn möglich Feinstanalyse gesucht. Zuschriften unter „Fabrikat und Type" an den Verlag S. Hirzel, Leipzig.

MESSGERÄTE

TONFREQUENZ-GENERATOR Typ GM 2307

Das Gerät für alle Messungen mit Niederfrequenz.
2 Frequenzbereiche: 30 Hz – 1000 Hz
und 30 Hz – 16000 Hz
Ausgangsleistung: maximal 1 Watt
Abschwächer und Anpassungsübertrager eingebaut.

Verlangen Sie Katalogblatt E 3

PHILIPS
ELECTRO SPECIAL GMBH.
BERLIN

MESSGERÄTE ELEKTRONENSTRAHLROHREN SPEZIALROHREN

SIEMENS

DIN-LAUTSTÄRKE-MESSER

Meßbereich 30 ... 130 phon

Das Gerät, das die vom Deutschen Akustischen Ausschuß für DIN-Lautstärkemesser aufgestellten Bedingungen erfüllt, wird vor allem für Messungen auf den Gebieten der Lärmbekämpfung, der Bau- und Raumakustik sowie der akustischen Forschung verwendet. In Verbindung mit entsprechenden Zusatzeinrichtungen eignet sich der DIN-Lautstärkemesser zur Aufzeichnung der Lautstärke veränderlicher Vorgänge, zur Ermittlung des Lautstärkeanteils einzelner Frequenzbereiche sowie zur Durchführung von Körperschallmessungen

SIEMENS & HALSKE AG · BERLIN

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Viertes Heft | Achter Jahrgang | Juli 1943

Der Rauschpegel hochwertiger Mikrophone *)

Von Dr. Walter Weber

Mitteilung aus dem Laboratorium der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft

(Mit 6 Textabbildungen)

In den Anfängen der Elektroakustik, als noch vorwiegend das Kohlemikrophon benutzt wurde, erfolgte die Beurteilung eines Mikrophons außer nach der Frequenzkurve vor allem nach dem Rauschpegel, durch den in den meisten Fällen die Einsatzfähigkeit begrenzt war. Später — beim Übergang zu den hochwertigen kapazitiven und dynamischen Mikrophonen — trat die Frage nach dem Rauschpegel in den Hintergrund. Die hochwertigen Mikrophone zeigten bei ihrem normalen Einsatz im Rundfunk und Tonfilm kein störendes Rauschen. Nur in wenigen Fällen, z. B. bei der Aufnahme von Flüstersprache oder leiser Geräusche war ein störendes Geräusch vorhanden, wobei es noch zweifelhaft war, ob nicht die verwendeten Verstärker den größeren Beitrag lieferten. Bei dem heutigen Stande der Verstärkertechnik mit den in bezug auf Rauschen verbesserten Röhren muß man die Frage nach dem Rauschpegel hochwertiger Mikrophone wieder kritisch aufnehmen. Auch drängt die Anwendung der Mikrophone in der Geräuschmeßtechnik nach der Beantwortung dieser Frage, wenn es sich darum handelt, Geräuschlautstärken zu messen, deren Amplitude $^1/_{1000}$ der üblichen Umgangssprache beträgt. Es sei vorweggenommen, daß die bekannten hochwertigen Mikrophone nicht in der Lage sind, Lautstärken zu registrieren, die im mittleren Frequenzbereich an der Hörschwelle des Ohres liegen. Schließlich wird bei der verfeinerten Schallaufnahmetechnik im Rundfunk und Tonfilm immer häufiger die Aufgabe gestellt, Schallereignisse aus größerer Entfernung mit stark gerichteten Mikrophonen aufzunehmen. Sofern diese Mikrophone nach dem Prinzip der Ausblendung arbeiten, ist der einwirkende Schallpegel wesentlich geringer als unter den normalen Verhältnissen, so daß der vorhandene Störpegel schon störend in Erscheinung treten kann.

Einfach und übersichtlich liegen die Verhältnisse bei den Mikrophonen nach dem dynamischen Prinzip. Das Mikrophon gibt bei einem bekannten reellen inneren Widerstand R_i in Ohm eine bestimmte Spannung E in mV bei der Einheit des Schalldruckes P in μbar ab. Der Ohmsche Widerstand des Mikrophons ist seinerseits auch die Quelle einer Rauschspannung, die durch den thermischen Zustand der Elektronen in dem elektrischen Leiter bedingt ist. Die bekannte Formel für die Rauschspannung lautet:

$$(1) \quad u_{R_{(f_2-f_1)}} = \sqrt{K \cdot T \cdot R\,(f_2 - f_1)} \text{ Volt.}$$

$K =$ Boltzmann-Konstante.
$R =$ Widerstand in Ohm.
$T =$ absolute Temperatur.
$f_2 - f_1 =$ Frequenzbandbreite.

Beschränkt man sich auf die Betrachtung des Hörbereiches von 50—10000 Hz bei Zimmertemperatur, so kann man die Rauschspannung angeben mit

$$u_R = 1{,}28 \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{R}\ \mu\text{Volt.}$$

Bei bekannter Empfindlichkeit des Mikrophons läßt sich leicht der Grenzschalldruck angeben, bei dem die vom Schalldruck ausgelöste Nutzspannung gleich der Rauschspan-

*) Vgl. die Arbeit „Mikrophon für Rundspruchzwecke", W. Furrer, Bulletin Nr. 25, 1935, S. 719.

nung ist. In der nachstehenden Tabelle 1 sind für die bekannten dynamischen Mikrophone die wesentlichen Daten zusammengestellt.

Tabelle 1

Mikrophon-Type	1	2	3		4	
	R_i Ohm	Empfindlichkeit E. M. K. mV/μbar	Fremdspannung μV	Geräuschspannung μV	Grenzschalldruck in db über $2 \cdot 10^{-4}$ μbar	Grenzlautstärke in phon. 0 phon = $2 \cdot 10^{-4}$ μbar bei 1000 Hz
Siemens-Bandmikrophon	300	0,12	0,22	0,18	19	17
RCA-Bandmikrophon, Gradient-Type	200	0,08	0,18	0,15	21	19
Philips-Bandmikrophon, Gradient-Type	200	0,14	0,18	0,15	16	14
Beyer-Tauchspulenmikrophon u. Henry-Tauchspulenmikrophon	200	0,1	0,18	0,15	19	17
Standard Electric 4021 A, Tauchspulenmikrophon	25	0,04	0,063	0,05	18	16
Standard Electric 4017 A, Tauchspulenmikrophon	35	0,1	0,075	0,06	12	10

Die Spalte 3 gibt die an den Mikrophonklemmen auftretende Rauschspannung einmal als Fremdspannung, sodann auch als Geräuschspannung unter Benutzung eines Netzwerkes mit einer 30-phon-Kurve an. Analog dazu gibt die letzte Spalte den meßbaren Grenzschalldruck in db über der Hörschwelle an (0 db = 0,0002 μbar) bzw. die meßbare Grenzlautstärke unter Benutzung des gleichen Netzwerkes wie zuvor. Die letzteren Werte liegen im Vergleich zur Hörschwelle des Ohres erstaunlich hoch. Für Meßzwecke, wo es auf die Bestimmung von Geräuschlautstärken unter 25 phon ankommt, sind diese Mikrophone nicht brauchbar. Es ist auffallend, daß die Grenzwerte der einzelnen Mikrophone sich nicht wesentlich voneinander unterscheiden, mit Ausnahme der Type Standard Electric 4017 A, die die hohe Empfindlichkeit mit einer schlechten Frequenzkurve und einer stark frequenzabhängigen Richtkurve erkauft. Beschränkt man sich auf die Erfassung eines schmalen Frequenzbereiches, so liegt die untere Meßgrenze weit tiefer, da die vom ganzen Hörbereich gleichzeitig einwirkenden Komponenten des kontinuierlichen Spektrums bis auf den zu messenden Bereich unwirksam gemacht werden. Bei den Frequenzgemischanalysatoren nach der Suchtonmethode sind Filterbreiten bis zu $\Delta f = 20$ Hz herunter möglich. Die Meßgrenze läßt sich also um das Verhältnis $\sqrt{\frac{10000\ \text{Hz}}{\Delta f}} = 22$ nach unten erweitern. Etwas anders liegen die Verhältnisse beim Oktavsieb. Die Bandbreite ändert sich mit der eingestellten Oktave selbst. So umfaßt die oberste Oktave die halbe Bandbreite des Hörbereiches, d. h. hier ist eine Herabsetzung der untersten Meßgrenze nur um den Faktor $\sqrt{2}$ zu erwarten, während bei der tiefsten Oktave mit einer Bandbreite von 50 Hz die Verbesserung $\sqrt{\frac{10000}{50}} = 14$ beträgt. Die spektrale Zusammensetzung der Rauschspannung bei den dynamischen Mikrophonen zeigt die Abb. 1. Die Messung erfolgte mit dem SIEMENS-Spektrometer, bei dem die auflösenden Bandfilter je $^1/_3$ Oktave umfassen. Durch die mit ω ansteigende Bandbreite in Hz ist, wie zu erwarten, ein Anstieg der Rauschspannung mit $\sqrt{\omega}$ vorhanden. Um zu zeigen, wie bei richtiger Dimensionierung die nachfolgende Verstärkerröhre nur einen geringen Beitrag zur Rauschspannung liefert, sind gleichzeitig die Meßwerte einer guten Triode für Niederfrequenzverstärkerzwecke dargestellt.

Für kapazitive Mikrophone, in diesem Zusammenhang seien die piezoelektrischen Mikrophone mit ihrem kapazitiven Widerstand dazugerechnet, liegen die Verhältnisse anders. Das Mikrophon selbst ist nicht als Träger einer Rauschspannung anzusprechen. Betrachtet

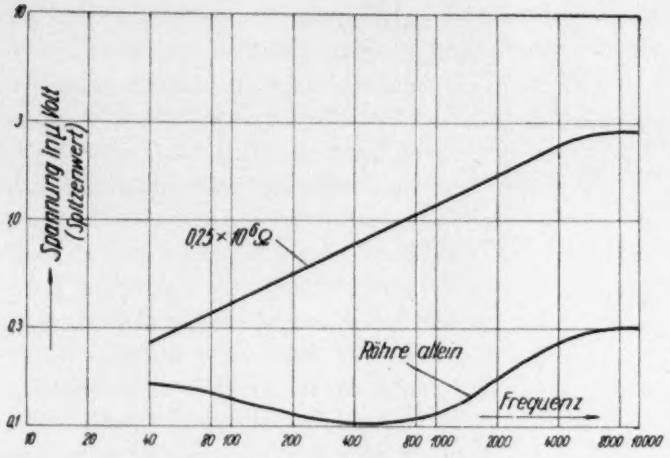


Abb. 1. Frequenzspektrum der Rauschspannung vom dynamischen Mikrophon ($R_1 = 200\ \Omega$) mit einem Übersetzungsverhältnis von 1 : 30 auf das Gitter einer Röhre transformiert; ca. $^1/_5$ des transformierten Widerstandes entfällt auf den Transformator. Untere Kurve zeigt die Rauschspannung der benutzten Röhre, wenn das Gitter an die Kathode gelegt ist. Nutzspannung liegt bei 3 mV/µbar

man die bei kapazitiven Mikrophonen in Niederfrequenzschaltung übliche Anordnung (siehe Abb. 2), so erhält die Mikrophonkapsel ihre Polarisationsspannung über einen Ladewiderstand. Dieser Ladewiderstand ist jetzt die Quelle der Rauschspannung. Er wird einerseits wegen seiner gleichzeitigen Eigenschaft als Gitterwiderstand der nachfolgenden Verstärkerröhre so klein wie möglich gehalten, anderer-

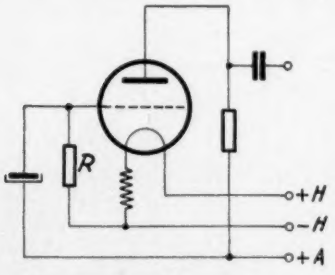


Abb. 2. Kondensatormikrophon in Niederfrequenzschaltung. Bei der Elektrometerschaltung fällt der Widerstand R fort

seits aber immerhin so groß, daß keine Belastung des hohen kapazitiven Mikrophonscheinwiderstandes bei den tiefen Frequenzen auftritt. Die üblichen Werte liegen bei 25 Megohm. Nun erscheint keineswegs die volle Rausch-EMK des Widerstandes am Gitter der Röhre. Vielmehr wird der Widerstand durch die Mikrophonkapazität, insbesondere bei den hohen Frequenzen, stark belastet. Macht man wieder den bekannten Ansatz für die Rauschspannung eines Widerstandes unter Berücksichtigung der parallelgeschalteten Kapazität, so erhält man für die Spannung an der Parallelschaltung in dem Frequenzgebiet $f_1 \div f_2$ die Formel:

$$(2)\quad E_{e(f_1 \div f_2)} = \sqrt{\frac{1{,}64 \cdot 10^{-20}}{2 \cdot \pi \cdot C}\left(\operatorname{arctg} R\,C\,\omega_2 - \operatorname{arctg} R\,C\,\omega_1\right)}.$$

[1])

Die Auswertung dieser Formel für einen Frequenzbereich von 50 bis 10000 Hz zeigt die Abb. 3, wo die Rauschspannung als Funktion der Kapazität bei verschiedenen Widerstandswerten dargestellt ist. Mit wachsendem Widerstand ist zwar bei kleinen Kapazitätswerten ein Ansteigen der Rauschspannung zu beobachten; nach hohen Kapazitätswerten überschneiden sich jedoch die Werte derart, daß bei großen Widerständen kleinere Rauschspannungen vorhanden sind. Zur experimentellen Nachprüfnug dieser Tatsache wurde die Rauschspannung

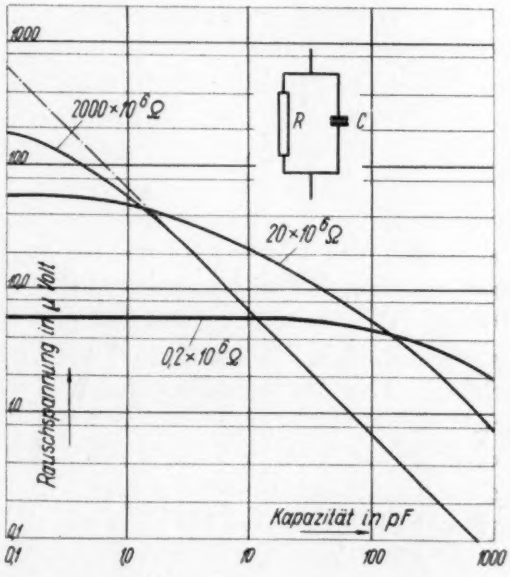


Abb. 3. Rauschspannung von Widerständen als Funktion der parallelgeschalteten Kapazität (rechnerisch ermittelt)

[1]) Elektroakustisches Taschenbuch, Georg Neumann & Co., Berlin 1937.

einer Widerstandskapazitätsanordnung gemessen. Die Meßwerte sind zur besseren Übersicht in Abhängigkeit vom Widerstand bei verschiedenen Kapazitätswerten in der Abb. 4 dargestellt.

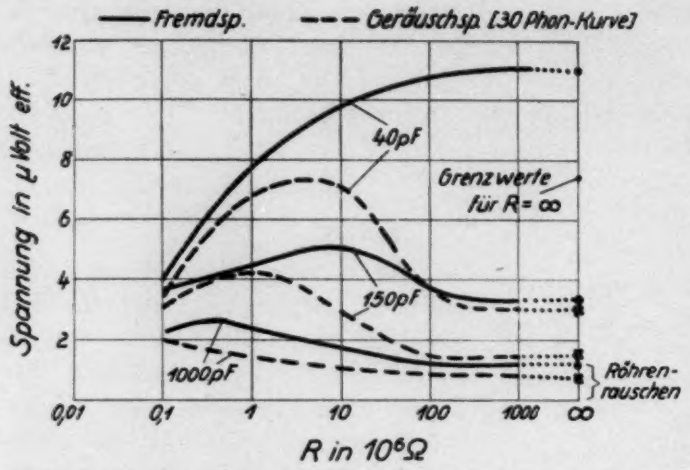


Abb. 4. Rauschspannung von Widerständen bei parallelgeschalteter Kapazität. Die ausgezogenen Kurven geben die Fremdspannung an, die gestrichelten Kurven die Geräuschspannung bei Bewertung mit einer 30-phon-Kurve (experimentell ermittelt)

Ein Vergleich der äquivalenten Wertepaare der beiden Abb. 3 und 4 zeigt, daß zwischen Rechnung und Experiment recht gute Übereinstimmung besteht. Die gestrichelten Kurven zeigen gleichzeitig die sogenannte Geräuschspannung, wenn die einzelnen Spannungskomponenten des kontinuierlichen Spektrums mit einer Entzerrerschaltung gehörsrichtig nach der 30-phon-Kurve bewertet werden. Es sei bemerkt, daß die übliche Dimensionierung des Ladewiderstandes, d. h. ihn nur so groß zu machen, daß bei den tiefen Frequenzen keine Belastung des kapazitiven Scheinwiderstandes auftritt, praktisch zu der maximalen Rauschspannung führt. Der Punkt 25 Megohm bei 150 pF zeigt dies sehr deutlich. Ein wesentlich größerer Ladewiderstand würde sowohl die Rauschspannung als auch die gehörsrichtig bewertete Geräuschspannung auf den halben Wert herabsetzen. Die neueren Röhren lassen eine solche Dimensionierung ohne weiteres zu. Es ist sogar in der Praxis bereits der Ladewiderstand ganz fortgelassen, indem das Kondensatormikrophon in der sogenannten Elektrometerschaltung seine Vorspannung über die Gitterkathodenstrecke erhält. In diesem Falle wird die Rauschspannung der Eingangsschaltung keineswegs gleich Null, denn der Isolationswiderstand des Mikrophons und der Schaltung bleiben bestehen, ebenso der Widerstand der Gitterkathodenstrecke, bei dem sich jetzt automatisch einstellenden Gitterpotentional. Selbst, wenn diese Widerstände sehr hohe Werte annehmen, bleibt eine Rauschspannung bestehen. Setzt man nämlich in der Gleichung (2) für R sehr hohe Werte ein und integriert von der Frequenz 0 an, so daß die Differenzbildung fortfällt, so wird der arctg gleich $\frac{\pi}{2}$. Der Ausdruck für die Rauschspannung vereinfacht sich zu

$$u_R = \sqrt{\frac{1{,}64 \cdot 10^{-20}}{4 \cdot C}}. \tag{3}$$

Der Grenzwert der Rauschspannung ist jetzt umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Kapazität. Dies mag im ersten Augenblick im Widerspruch zum Diagramm der Abb. 3

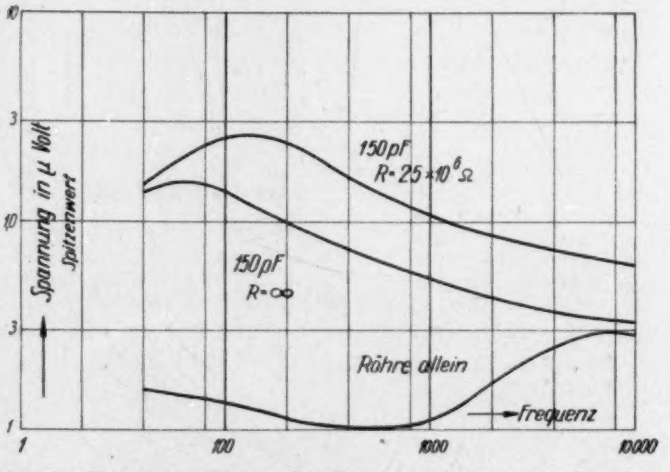


Abb. 5. Frequenzspektrum der Rauschspannung von der Kondensatormikrophoneingangsschaltung. a) mit 25 Megohm Ladewiderstand, b) in Elektrometerschaltung, c) Röhre allein, wenn Gitter an Kathode gelegt. Nutzspannung: ca. 1 mV/µbar

stehen, da hier die Rauschspannung bei hohen Widerstandswerten umgekehrt proportional der Kapazität abnimmt. Es ist jedoch zu beachten, daß die vereinfachte Formel (3) alle Frequenzen von 0 an enthält, während im Diagramm der Frequenzausschnitt von 50 bis 10000 Hz berücksichtigt wurde. Bei hohen Widerstandswerten verschiebt sich der Hauptanteil der Rauschkomponenten nach sehr tiefen Frequenzen, die allerdings für die elektroakustische Übertragung uninteressant sind.

Die Hauptquelle der Rauschspannung liegt auch beim Kondensatormikrophon vor der Röhre, und zwar in der Eingangsschaltung. Zum Vergleich sind in der Abb. 5 die Rauschspannung der bekannten Eingangsschaltungen mit und ohne Ladewiderstand und die der Röhre mit an Kathode gelegtem Gitter dargestellt. Um gleichzeitig den ganz anderen Charakter des Rauschens zu zeigen, ist die Darstellung des Spektrums gewählt. Beim Kondensatormikrophon ist die fallende Tendenz charakteristisch. Bei bekannter Empfindlichkeit läßt sich ebenfalls die untere Meßgrenze angeben. Die Tabelle 2 enthält wieder den unteren Grenzschalldruck mit und ohne Bewertung des Störspektrums nach der Ohrkurve, bei einer angenommenen Empfindlichkeit von 1 mV/μbar.

Dieser Wert entspricht etwa dem in der Praxis befindlichen Mikrophonen. Bei anderen Empfindlichkeitswerten, die bei neueren Typen in Extremfällen etwa auf 3 mV/μbar gesteigert sind, kann leicht eine Umrechnung vorgenommen werden.

Gegenüber den dynamischen Mikrophonen zeigen auch die kapazitiven Mikrophone keine geringere Geräuschspannung, in bezug auf die Fremdspannung sind sie sogar ungünstiger. Bei den zu beachtenden Fortschritten in der Mikrophonbautechnik wird es allerdings leichter sein, ein hochwertiges Kondensatormikrophon mit einem geringeren Geräuschpegel zu bauen als ein dynamisches Mikrophon, sofern diese Aufgabenstellung für die Meßtechnik von Bedeutung sein sollte. In der Tabelle 2 ist auch kurz das Kristallmikrophon erwähnt. Es unterliegt mit seinem kapazitiven Widerstand grundsätzlich den gleichen Bedingungen wie das Kondensatormikrophon. Im allgemeinen zeigen die als Klangzellen bezeichneten Einheiten eine wesentlich geringere Empfindlichkeit bei einer größeren Kapazität. Als Beispiel seien die Werte 0,2 mV/μbar bei 1000 pF genannt. Das Rauschen der Eingangsschaltung ist beim Kristallmikrophon günstiger, jedoch geht wegen der geringen Empfindlichkeit jetzt die Rauschspannung der Röhren ein. Insgesamt ist die genannte Einheit ungünstiger als die kapazitiven Mikrophone. Es besteht hierbei jedoch praktisch die Möglichkeit, viele solche Einheiten zusammenzuschalten, um auf diese Weise den bisher möglichen unteren Schallpegel zu unterbieten.

In diesem Zusammenhang sei auch das Verhalten der kapazitiven Mikrophone in der Hochfrequenzschaltung von Riegger diskutiert. In der Originalschaltung liegt das Mikrophon als frequenzbestimmendes Glied im Rückkopplungsweg eines Hochfrequenzsenders. Die Kapazitätsvariation erzeugt eine Frequenzmodu-

Tabelle 2

Mikrophon-Type	1	2	3		4	
	Kapazität Ohm	Empfindlichkeit am Gitter mV/μbar	Fremdspannung μV	Geräuschspannung μV	Grenzschalldruck in db über $2 \cdot 10^{-4}$ μbar	Grenzlautstärke in phon, 0 phon = $2 \cdot 10^{-4}$ μbar bei 1000 Hz
Telefunken-Kondensatormikrophon,, übliche Eingangsschaltung	100	1,0	5	2,5	28	22
Optimale Eingangsschaltung	100	1,0	3,5	1,4	24	17
1 Kristall-Doppelklangzelle (Bei Gitterwiderstand über 20 Megohm ist die Störspannung der Röhre bestimmend)	ca. 1000	0,2	—	—	30	26
Kondensatormikrophon in Hochfrequenzschaltung	100	—	—	—	ca. 20	12

lation, die an der Flanke eines Resonanzkreises in eine Amplitudenmodulation umgewandelt wird. Die Rauschquelle liegt jetzt in dem Kreiswiderstand des Resonanzkreises, den das Mikrophon mit einer Selbstinduktion bildet. Das Röhrenrauschen ist demgegenüber wieder zu vernachlässigen, da der Kreiswiderstand um etwa 10000 Ohm liegt, während der äquivalente Rauschwiderstand einer guten Röhre im Hochfrequenzgebiet um etwa 200 Ohm liegt. Die Rauschspannung des Kreiswiderstandes ist nun mit einer auf den gleichen Punkt der Schaltung reduzierten Nutzspannung zu vergleichen. Die Nutzspannung selbst ist abhängig vom Frequenzhub, von der Steilheit des Resonanzkreises und von der Amplitude der gesteuerten Spannung. Der Frequenzhub seinerseits ist gegeben durch das Verhältnis der Kapazitätsänderung zur Gesamtkapazität und durch die Eigenschwingung des Resonanzkreises

$$\Delta f = \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{1}{2\sqrt{L \cdot C}} = \frac{\Delta C}{2 \cdot C} \cdot f \cdot \pi .$$

Es ist bereits zu erkennen, daß das Verhältnis von Nutzspannung zur Rauschspannung sehr von der Dimensionierung der Schaltung abhängig ist, im Gegensatz zu den vorherigen Ausführungen, wo mehr physikalische Gegebenheiten die Grenze bildeten. Man kann jedoch abschätzen, daß bei den praktisch möglichen Ausführungen der erreichbare Dynamikwert größer ist als bei dem gleichen Mikrophon in der Niederfrequenzschaltung. An einem vorhandenen Modell älterer Ausführung konnte ein um 10 db geringerer Rauschpegel experimentell festgestellt werden. Das Spektrum selbst hat etwa den gleichen Charakter wie das Widerstandsrauschen, d. h. gleiche Amplitude pro Hz. In der Praxis hat sich die Hochfrequenzschaltung wegen der größeren Störanfälligkeit nicht behaupten können.

Es erhebt sich schließlich die Frage, wieweit der Rauschpegel der hochwertigen Mikrophone praktisch in Erscheinung tritt. Die Verhältnisse bei der Schallübertragung natürlicher Klangbilder lassen sich am einfachsten an der Lautstärkeskala der Abb. 6 übersehen. Die Lautstärkewerte beziehen sich auf Mikrophonabstände von der Schallquelle, wie sie für normale Übertragungen üblich sind. Der ungünstigste Fall liegt bei einem Übertragungsfaktor 1 : 1 vor, wenn die Wiedergabe mit der gleichen Lautstärke erfolgt, wie sie am Aufnahmeort vorhanden ist. In Konzertsälen mit Publikum und in Musikstudios bei Anwesenheit größerer Orchester wird das Mikrophonrauschen vom Raumgeräusch verdeckt. Auch

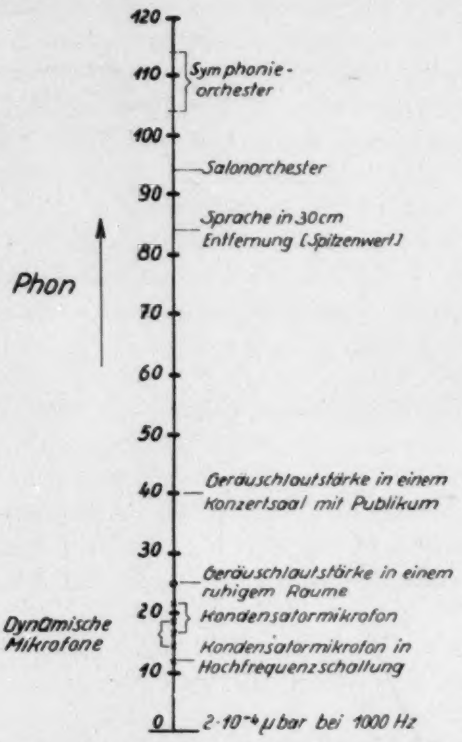


Abb. 6. Lautstärkeskala der natürlichen Klangbilder (Spitzenwerte) mit Einbeziehung der Störlautstärken vom Rauschpegel der Mikrophone herrührend

in ruhigen Räumen, wie sie etwa bei Rundfunkansageräumen vorliegen, ist die vom Raumgeräusch erzeugte Spannung des Mikrophons mindestens von der Größe der Rauschspannung des Mikrophons. Tatsächlich wird aber in den meisten Fällen, zumindest bei der Rundfunkwiedergabe, mit einer um $10 \div 30$ db geringeren Lautstärke wiedergegeben. Die vom Mikrophonrauschen erzeugte Lautstärke liegt dann teils unter der Hörschwelle, zumindest aber unter der Verdeckungsgrenze des Raumgeräusches. Zusammenfassend kann gesagt

werden, daß der Rauschpegel der derzeitigen hochwertigen Mikrophone bei der Übertragung natürlicher Klangbilder in der üblichen Mikrophonaufstellung nicht störend in Erscheinung tritt.

Zusammenfassung

Der Rauschpegel hochwertiger Mikrophone nach dem dynamischen und kapazitiven Prinzip wird rechnerisch und experimentell bestimmt. Bei den dynamischen Mikrophonen liegt das thermische Rauschen des Eigenwiderstandes um etwa eine Zehnerpotenz über dem Rauschpegel der ersten Röhre. Das Kondensatormikrophon selbst rauscht nicht. In der Niederfrequenzschaltung bringt der Ladewiderstand die Rauschspannung herein, in der Hochfrequenzschaltung der Resonanzwiderstand des Schwingkreises. Der Rauschpegel liegt in der Niederfrequenzschaltung ebenfalls über dem der Röhre, bei den tiefen und mittleren Frequenzen etwa eine Zehnerpotenz, nach den hohen Frequenzen abfallend bis auf den Rauschpegel der Röhre. Die Hochfrequenzschaltung hat bei richtiger Dimensionierung einen um 10 db geringeren Rauschpegel.

(Eingegangen am 2. Februar 1943.)

Ein neues dynamisches Mikrophon [1])

Von Walter Baer

Mitteilung aus dem Laboratorium der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft

(Mit 12 Textabbildungen)

In hochwertigen Mikrophonen erfolgt die Umsetzung des Schalles in Elektrizität nicht unmittelbar, sondern mittels eines schwingungsfähigen Gebildes, dessen — unter dem Einfluß des Schalles hervorgerufene — Bewegungen elektrische Vorgänge auslösen. In den elektrodynamischen Schallempfängern wird eine EMK durch die Bewegung eines elektrischen Leiters im Magnetfeld erzeugt. Ursache der Bewegung ist allgemein der Schalldruck, der an einer materiellen Fläche angreift. Zwecks Fixierung der Ruhelage dieser Angriffsfläche (Membran) ist eine Rückstellkraft erforderlich, womit die Elemente eines Schwingers — Masse (M) und „Nachgiebigkeit" (F) — gegeben sind. Die Angriffsfläche kann nun entweder selbst der wirksame elektrische Leiter sein (Bändchen-Mikrophon) und beide Wandlungsfunktionen (die akustisch-mechanische wie die mechanisch-elektrische) ausüben; oder Membran und elektrischer Leiter sind besondere, aber fest miteinander verbundene Konstruktionselemente, wie beim nachstehend besprochenen Tauchspulenmikrophon, dessen Leiter als zylindrische Drahtspule ausgebildet ist.

[1]) Tauchspulenmikrophon nach Eugen Beyer.

Das Schwingungssystem des einfachsten Tauchspulenmikrophons würde nach dem Gesagten aus der Masse der Membran plus Spule, sowie einer Nachgiebigkeit, die zweckmäßigerweise in der Membraneinspannung bestünde, gebildet sein. Bei einer Anregung durch eine äußere Kraft k hängt die Schnelle v des schwingenden Teils laut dem auf die Akustik übertragenen Ohmschen Gesetz von der Größe des mechanischen Eingangsscheinwiderstandes $\mathfrak{Z}_{mech}$ ab:

$$v = k/\mathfrak{Z}_{mech}. \tag{1}$$

Je nachdem der Schwinger hoch oder tief abgestimmt ist, erfährt die Kraft, wenn wir von der Rückwirkung aus dem elektrischen Kreise absehen, im wesentlichen eine elastische Hemmung $\left(\mathfrak{Z}_{mech} = \frac{1}{j\,\omega\,F}\right)$ oder eine Massenhemmung $(\mathfrak{Z}_{mech} = j\,\omega\,M)$, welche demnach mit wachsender Frequenz abnimmt oder zunimmt. Die erzeugte EMK

$$e = l \cdot B \cdot v \tag{2}$$

l = Leiterlänge
B = Induktion
v = Geschwindigkeit des Leiters

ist beim elektrodynamischen Empfänger aber proportional der Schnelle des Leiters und soll der allgemein üblichen Bedingung genügen, für alle Frequenzen des Übertragungsbereiches allein vom Schalldruck bestimmt zu werden. Infolgedessen muß das Mikrophon, wenn man keine elektrische Entzerrung anwenden will, so gebaut sein, daß seine Membranschnelle v innerhalb des Übertragungsbereiches frequenzunabhängig ist.

Bei massegehemmten Schwingungssystemen ist nach (1) v dann konstant, wenn die Kraft k mit der Frequenz zunimmt, wie z. B. beim Bändchenmikrophon, welches auf die Schalldruckdifferenz zwischen zwei Stellen des Schallfeldes anspricht. Das Tauchspulenmikrophon, das hier besprochen wird, ist jedoch ein Druckempfänger; die Rückseite der Membran ist dem Schall für fast alle Frequenzen praktisch unzugänglich. Hier kann $k = 0 \cdot p$ (0 = wirksame Membranoberfläche, p = Schalldruck pro cm²) zunächst als frequenzunabhängig gelten und $\mathfrak{Z}_{mech}$ muß daher nahezu konstant sein. Dieser Bedingung genügt ein im wesentlichen durch Reibung (Luftreibung) bestimmter me-

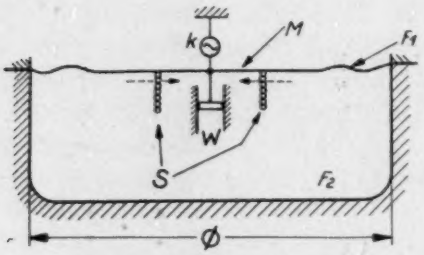


Abb. 1. Querschnittsschema durch ein einfaches dynamisches Mikrophon

W = Reibungswiderstand
M = Membran
F_1 = Membraneinspannung
F_2 = Hohlraum infolge des Abschlusses der Membranrückseite vom Schallzugang
S = Spule
⇝ = Richtung des Magnetfeldes
k = Kraft

chanischer Eingangswiderstand. Das einfachste Tauchspulenmikrophon müßte demnach etwa die in Abb. 1 schematisch dargestellte Gestalt erhalten.

Zum mechanischen Gebilde läßt sich ein analoges elektrisches Schaltbild[2)3)] zeichnen (s. Abb. 2).

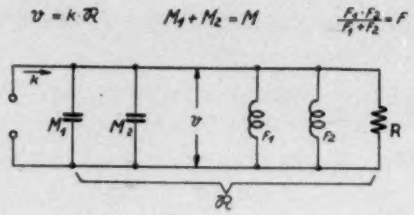


Abb. 2. Analoges elektrisches Schaltbild zum Mikrophon nach Abb. 1

$R = \frac{1}{W}$ = reziproker Reibungswiderstand einschl. des Strahlungswiderstandes d. Membran
M_1 = Masse der Tauchspule
M_2 = Masse der Membran einschl. mitschwingender Luft
F_1 = Nachgiebigkeit der Membraneinspannung
F_2 = Nachgiebigkeit der Luftfüllung im Hohlraum
$\mathfrak{R}$ = Gesamtscheinwiderstand der Schaltung
$k = O \cdot p$ = antreibende Kraft = Strom mit unendlichem Innenwiderstand
v = Schnelle

[2)] Vgl. Haehnle, W.: Die Darstellung elektromechanischer Vorgänge usw. Wiss. Veröff. aus dem Siemenskonzern **1932**, 1.

[3)] Die Möglichkeiten zum Gebrauch elektrischer Analogien lassen sich sofort überschauen, wenn man die Grundtatsache beachtet, daß sich der Gesamtwiderstand bei einer Parallelanordnung mechanischer Widerstände (bzw. bei einer Reihenschaltung elektrischer Widerstände) aus deren Summe, bei Parallelschaltung elektrischer Widerstände (bzw. Reihenanordnung mechanischer Widerstände) aber aus der reziproken Summe der Einzelleitwerte ergibt. [Die Begriffe „parallel" und „in Reihe" entstammen übrigens der äußeren Anschauung: zueinander parallel z. B. sind Elemente, die, von der Betrachtungsseite gesehen, direkte Verbindung miteinander haben, oder wenn ihre Anfänge untereinander und ihre Enden untereinander verbunden sind.]

Aus der genannten Grundtatsache folgt, daß eine Parallelanordnung mechanischer Widerstände richtig wiedergegeben werden kann: entweder nach der ersten Analogie: durch eine Reihenschaltung elektrischer Widerstände, denn hier läßt sich mechanischer Einzel- und Gesamtwiderstand gleich elektrischem Einzel- und Gesamtwiderstand setzen; — oder nach der zweiten Analogie: durch eine Parallelschaltung elektrischer, zu den mechanischen Widerständen wertreziproker Widerstände, denn hier läßt sich mechanischer Einzel- und Gesamtleitwert gleich elektrischem Einzel- und Gesamtwiderstand setzen. — Für die elektrische Analogie einer mechanischen Reihenanordnung folgt umge-

Die Schnelle v ergibt sich aus $v = k \cdot \mathfrak{R}$ und die Frequenzkurve läßt sich aus

$$v = k/\sqrt{1/R^2 + (\omega M - 1/\omega F)^2}$$

berechnen, wenn die Daten von $\mathfrak{R}$ bekannt sind. Bei der durch $\omega_r = 1/\sqrt{M \cdot F}$ gegebenen Resonanzfrequenz wird $v = v_{max} = k \cdot R$. Der relative Gang der Frequenzkurve $\varphi(\omega)$ ergibt sich einfach als Verhältnis zwischen v und v_{max} zu:

$$(3) \qquad \varphi(\omega) = \frac{1/R}{\sqrt{1/R^2 + (\omega M - 1/\omega F)^2}}.$$

Sucht man nun die für den Verlauf der Frequenzkurve günstigste Lage der Resonanz durch Variation der Nachgiebigkeit F unter Beibehaltung von Reibung und Masse und ersetzt F durch $\frac{1}{\omega_r^2 \cdot M}$, so wird

$$(4) \qquad \varphi(\omega) = \frac{1/R}{\sqrt{1/R^2 + M^2 \cdot (\omega - \omega_r^2/\omega)^2}}.$$

Bedeuten ω_1 und ω_2 die untere und obere Frequenzgrenze des Übertragungsbereiches, und setzt man für die herauszufindende Resonanzfrequenz vorübergehend $\omega_r = c \cdot \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2}$, wobei c frei wählbar ist, so folgt

$$(5) \qquad \varphi(\omega) = \frac{1/R}{\sqrt{1/R^2 + M^2 \cdot (\omega_{1,2} - c^2 \cdot \omega_{2,1})^2}}.$$

Der erste oder zweite Index gilt hierbei für ω, je nachdem man die obere oder untere Frequenzgrenze betrachtet. Der letzte Ausdruck läßt erkennen, daß für $c = 1$ der Empfindlichkeitsverlust an der oberen und unteren Frequenzgrenze gleich groß ist, und daß die Frequenzkurve den günstigsten Verlauf hat, wenn die Resonanzfrequenz $\omega_r = \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2}$ ist; ein Resultat, welches wegen der logarithmischen Symmetrie der Resonanzkurve ohnedies sofort einleuchtet.

Führt man zwecks Berechnung der Dämpfung den Dämpfungsfaktor $\delta = \frac{1}{2 M R}$ (für elektrische Parallelschaltung!) in (4) ein, so erhält man

$$(6) \qquad \varphi(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4\delta^2} \cdot (\omega - \omega_r^2/\omega)^2}},$$

einen Ausdruck, der nur durch δ, ω und ω_r bestimmt ist. Hieraus folgt:

$$(7) \qquad \delta = \left| \frac{\varphi(\omega)}{2\sqrt{1 - [\varphi(\omega)]^2}} \cdot (\omega - \omega_r^2/\omega) \right|.$$

Bei Zulassung beispielsweise eines Abfalls der Frequenzkurve um 3 db an den Frequenzgrenzen $\omega_1 = 2\pi \cdot 50$ und $\omega_2 = 2\pi \cdot 10000$ wäre — unter Voraussetzung einer Resonanzfrequenz $\omega_r = \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2} = 2\pi \cdot 707$ — ein Dämpfungsfaktor von $\delta \cong 30000$ erforderlich, ein außerordentlich hoher Wert, der nur durch einen sehr großen Reibungswiderstand $W = 1/R$ im Vergleich zum Wert der Masse M von Membran plus Spule erzielt werden könnte. Die akustische Empfindlichkeit wäre bei einem derartigen Tauchspulenmikrophon sehr gering, da die Massen natürlich nur bis zur technisch möglichen Grenze klein werden können.

Das Dilemma, entweder ungenügende Empfindlichkeit oder schlechte Frequenzkurve wählen zu müssen, konnte nach bekannten Prinzipien dadurch vermieden werden, daß man die zur akustisch-elektrischen Umsetzung erforderlichen Massen nicht bloß in Verbindung mit der Federung der Membraneinspannung, sondern auch durch mehrere an die Membranrückseite angekoppelte Lufträume zu entsprechend vielen, auf den Übertragungsbereich verteilten Resonanzen zwingt. Die Dämpfung des Mikrophons kann hierdurch kleiner gehalten werden, weil in denjenigen Frequenzgebieten, wo die Empfindlichkeit absinken würde, immer neue Resonanzen auftreten. Die Lufträume sind durch Reibung oder filtermäßig voneinander zu trennen. Es läßt sich in beiden Fällen eine Vergrößerung der ursprüng-

---

kehrt entweder eine Parallelschaltung elektrischer Widerstände (1. Analogie) oder eine Reihenschaltung wertreziproker elektrischer Widerstände (2. Analogie).

Es folgt auch, daß in der 2. Analogie den mechanischen imaginären Widerständen durch Masse ($j\,\omega\,M$) und Nachgiebigkeit ($1/j\,\omega\,F$) die elektrischen hierzu reziproken Blindwiderstände aus Kapazität ($1 : j\,\omega\,C$) und Induktivität ($1 : 1/j\,\omega\,L$) entsprechen müssen, ferner, daß sich hier Kraft und Strom sowie Schnelle und Spannung analog sind.

Beide Analogien sind nicht völlig ideal, da bei Anwendung der ersten Analogie reziprok geschaltet werden muß, während man bei der 2. Analogie mit reziproken Widerständen zu arbeiten hat.

lichen Massen durch neu hinzutretende Massen nicht vermeiden; die Reibungen werden nämlich durch Luftströmung in engen Kanälen

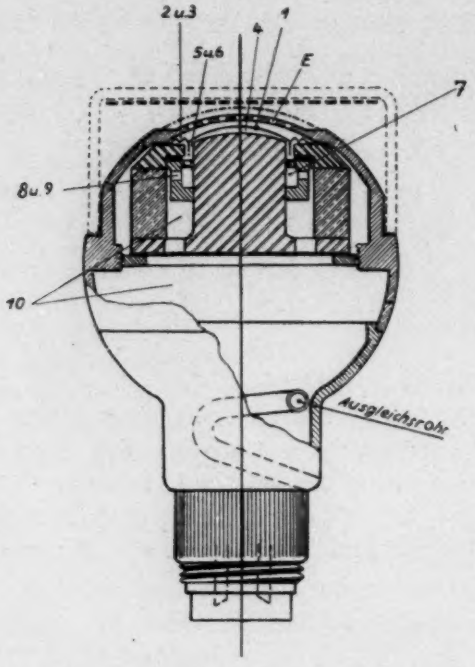


Abb. 3. Querschnitt durch das Tauchspulenmikrophon (schematisch)

erzielt, wobei die schwingende Luftmenge als zusätzliche Masse auftritt. — Abb. 3 vermittelt einen Einblick in die Gestaltung des hinter der Membran befindlichen akustischen Widerstandes, sowie in die Konstruktion des schwingenden Systems. In den ringförmigen, nur wenige Zehntel Millimeter breiten Luftspalt (5 und 6) des Topfmagneten ragt die an der Membran 1 befestigte Spule hinein; sie taucht gewissermaßen in das dort befindliche starke permanente Feld — daher das Mikrophon seinen Namen führt. Die Membran ist zwecks größerer Stabilität nach den Einsprechöffnungen *E* hin domförmig gewölbt und am Rande mit einer Riffelung versehen, so daß sie kolbenförmig und leicht beweglich zu schwingen in der Lage ist. Die Maße des Systems sind auf Abb. 3 nahezu verhältnistreu wiedergegeben. Abstrahiert man vom Unwesentlichen, so kann man drei nur durch enge Kanäle miteinander verbundene Hauptlufträume (in Abb. 3 mit 3, 7 und 10 gekennzeichnet) verschiedener Größe unterscheiden, deren „Nachgiebigkeit", bezogen auf die Membranoberfläche *O*, sich aus $\frac{\text{Volumen}}{\varrho \cdot c^2 \cdot O^2}\left[\frac{\text{cm}}{\text{dyn}}\right]$ berechnen läßt. Die Räume 4 und 7 sind infolge der Masse 5 und Reibung 6 im Luftspalt und infolge der Massen in den angrenzenden Löchern dynamisch voneinander gesondert; die Räume 7 und 10 infolge der Massen 8 und der Reibungen 9 im Lochkranz des Resonanzraumes 7. Durch besondere Dämpfungsstoffe über den Löchern ist die erforderliche Größe der Luftreibung hergestellt; dem gleichen Zwecke dient eine Wattefüllung im vorderen Teil des Raumes 10.

Die Resonanzen, die nun die Tauchspule plus Membran und die zusätzlichen Massen mit den Luftpolstern 10, 7 und 4 einschließlich der Membraneinspannung nacheinander eingehen, lassen sich mit Hilfe eines analogen elektrischen Schaltbildes übersehen. Die nach den beiden möglichen Analogien aufgestellten Schaltbilder zeigt Abb. 4, wobei sich a (nach Analogie 1) von b (nach Analogie 2) inhaltlich nur dadurch unterscheidet, daß in ersterem der rein elektrische Widerstand $\Re$ des Mikrophonausgangskreises, welcher von unbedeutendem Einfluß ist, nicht mit aufgenommen wurde[4]). — Die mit dem Luftraum 10 einschließlich der Mem-

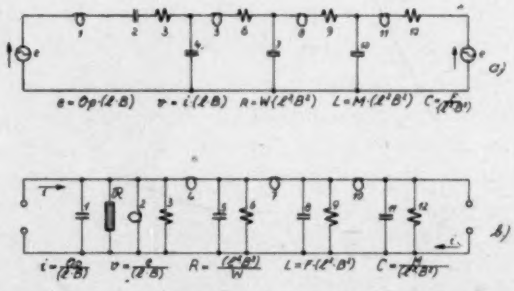


Abb. 4. Analoge elektrische Schaltbilder für das Tauchspulenmikrophon auf Abb. 3
a) nach der 1. Analogie b) nach der 2. Analogie

[4]) Dies wäre sonst nur durch Einfügung einer EMK zu realisieren, welche vom Strom des elektrischen Kreises stammt, dessen EMK wiederum von dem Strom im mechanischen Kreise abhängig ist. Denn bei elektrisch-dynamischen Systemen, in denen Kraft und Strom, Schnelle und elektrische Spannung wirkungsgemäß zusammenhängen, ist für vollständige Ersatzschaltbilder die zweite Analogie am Platze.

braneinspannung entstehende Resonanz liegt bei mittleren Frequenzen (etwa 450 Hz), die höchste Resonanz bei ca. 8000 Hz (Masse 1 mit Raum 4), während dazwischen noch eine Resonanz mehrerer Massen mit dem Hohlraum 7 (bei ca. 2500 Hz) eingefügt ist, ohne die der mechanische Eingangswiderstand in diesem Frequenzgebiet zu groß würde. Unerwünschte Resonanzen, wie z. B. 5 mit 4 oder 7 mit 8 wurden umgangen. Das analoge Schaltbild bedeutet für die Durchbildung des Mikrophons zwar eine fundamentale Grundlage, Feinheiten werden darin aber nicht berücksichtigt, wie z. B. die Rückwirkung der im Spalt strömenden Luft infolge Reibung auf die Spulenwand, ferner der Ausgleich der Luft unter der Membranmitte mit derjenigen unter der Membraneinspannung und schließlich der Strahlungswiderstand nebst mitschwingender Luftmasse.

Bevor wir die Beschreibung des analogen Schaltbildes verlassen, ist noch die Linearisierung der Frequenzkurve bei den Tiefen zu erwähnen, wie sie auch anderweits[5]) schon in ähnlicher Form ausgeführt worden ist; ohne sie würden die elastischen Hemmungen zu einem unzulässigen Empfindlichkeitsabfall führen. Der Luftraum 10 wird über ein längeres Röhrchen schmalen Querschnitts mit der Außenluft in Verbindung gebracht (s. Abb. 3). Der Schalldruck hat an dessen Eintrittsöffnung bei tiefen Frequenzen nahezu die gleiche Phase wie an der Membranvorderseite, so daß er die Membranbewegung bei diesen Frequenzen zunächst zu hindern scheint. Die wirksame Luftmasse im Röhrchen ist aber so gewählt, daß sie bei einer tiefen Grenzfrequenz in Resonanz mit dem Luftraum 10 tritt, wobei der Schalldruck in 10 und damit auf die Membranrückseite um 90° gegenüber dem Schalldruck auf die Außenseite der Membran phasenverschoben ist. Die resultierende Membranschnelle wird dadurch verstärkt. Oberhalb der Resonanz verbessern sich die Phasenverhältnisse noch, während der wirksame Druck in 10 abnimmt. Zwecks

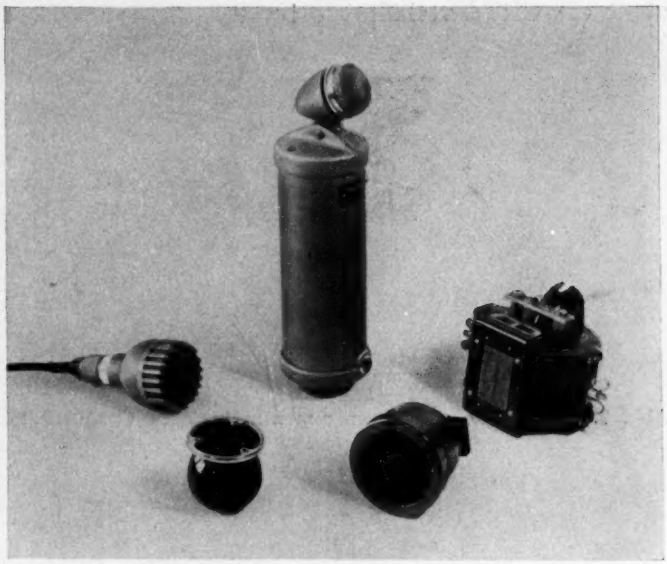


Abb. 5. Größenverhältnis einiger Druckempfänger; — von links: Beyer-Tauchspulenmikrophon/Standard Electric 4021 A-Tauchspulen-Mikrophon/Standard Electric 4017 A-Tauchspulen-Mikrophon/S & H — Bändchenmikrophon/in der Mitte: Kondensatormikrophon mit Vorverstärker

Aufnahme der wirksamen Luftmasse und -reibung des Röhrchens im analogen Schaltbild sind diese Elemente (durch Vervielfachung mit dem Quadrat des Flächenverhältnisses) auf die Membran umzurechnen, desgleichen der auf das Röhrchen wirkende Schalldruck (durch

Abb. 6. Äußere Ansicht des Beyer-Tauchspulenmikrophons

Vervielfachung mit dem Flächenverhältnis). Eine gewisse Variationsmöglichkeit der Frequenz und der Amplitude der Tiefenentzerrung liegt in der Formgebung des Röhrchens nach Länge und Dicke beschlossen.

Die konstruktive Verwirklichung der oben dargestellten physikalischen Prinzipien ist aus

[5]) DRP. Nr. 590736.

den Abb. 5 bis 9 im einzelnen zu ersehen. Diese Abbildungen zeigen die Stadien vom geschlossenen Zustand des Mikrophons bis zur fast völligen Zerlegung in seine Teile. Abb. 5 stellt die Größenverhältnisse im Vergleich zu anderen Mikrophontypen dar. Abb. 6 vermittelt die äußere Ansicht. Auf Abb. 7 erkennt man den entfernten Steckerteil mit selbstreinigendem Sicherheitskontakt[6]), sowie den durch Lösen der Hohlschraube abgenommenen hinteren Gehäuseteil, in dessen Innerem das spiralig geformte Ausgleichsrohr liegt. Nach Beseitigung des Dreifußes, der das Muttergewinde für die Hohlschraube trägt, wird die Sicht auf das eigentliche System frei (s. Abb. 8). Man erkennt die Wattefüllung im vorderen Teil des Raumes 10 hinter dem Lochkranz. Rechts auf Abb. 9 steht nun das nach vorn gedrehte System, welches nach Abschrauben des Halteringes (Bildmitte!) aus dem Gehäuse gehoben werden konnte. Die Schwingmembran aus Duraluminium geringer Stärke mit ihrem geriffelten Rand bildet den vorderen Abschluß des Systems. Dieses wird bei der Montage durch den Haltering mit seinem äußersten Rand luftdicht auf das Gehäuse gepreßt, damit kein Schalldurchgang zur Membranrückseite stattfindet. Das Gehäuse besitzt vor der Membran eine durch Staubschutzgase geschützte Lochung *E* für den Schallzutritt. Links vom System ist der akustische Schirm des Mikrophons, welcher vom Gehäuse abgenommen wurde, zu sehen (Abb. 9); auf ihn kommen wir noch zu sprechen. Durch Vergleich mit der Querschnittszeichnung sind Montageort und Bedeutung der Einzelteile leicht festzustellen. — Die Fertigung und Montage sah sich infolge der äußerst geringen Abmessungen im Tauchspulenspalt und hinter der Membran und wegen der Feinheit der Konstruktionselemente vor besondere Aufgaben gestellt. Die anfänglichen Schwierigkeiten in der Fertigung eines geforderten elektrischen Ausgangswiderstandes von 200 Ohm trotz Niedrighaltung der Spulenmasse wurden überwunden; die Spule wird nunmehr freitragend mit einem Widerstand von 200 Ohm gewickelt, so daß ein Anpassungsübertrager entbehrlich geworden ist.

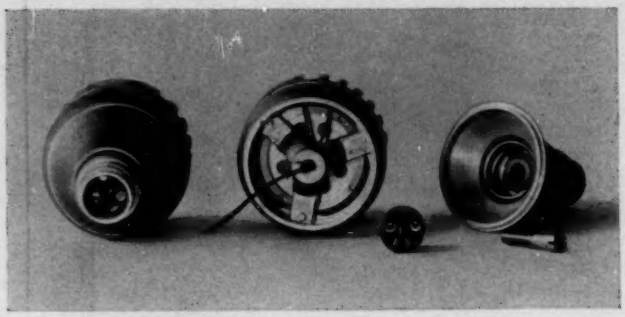


Abb. 7. Mikrophon mit abgenommenem hinteren Gehäuseteil

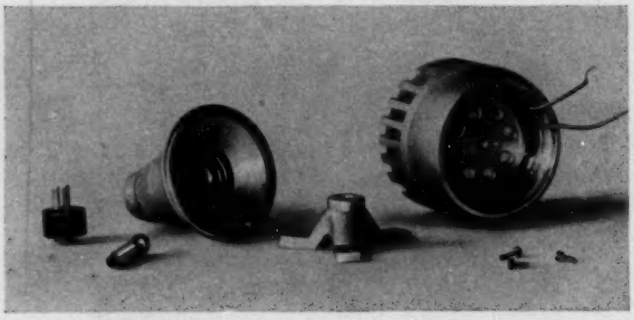


Abb. 8. Mikrophon nach Entfernung des Dreifußes

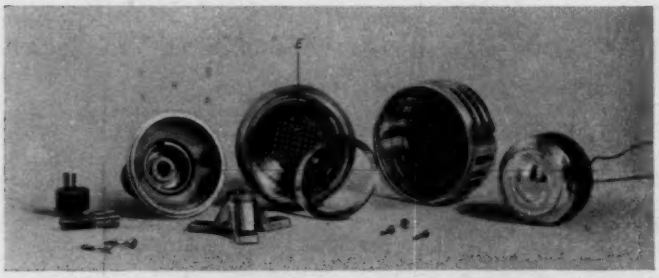


Abb. 9. Mikrophon auseinandergenommen

Wir wenden uns nun wieder der Frequenzkurve des Mikrophons zu. Die eingangs gemachten Überlegungen setzten voraus, daß der auf die Mikrophonmembran wirkende Schalldruck bei jeder Frequenz dem am Mikrophon-

[6]) Dewald, H.: Der Tuchel-Kontakt. Z. Fernm.-Techn. 23 (1942), S. 55—59.

ort ohne Vorhandensein des Mikrophonkörpers auftretenden Schalldruck gleich ist. Dies trifft jedoch für die meisten Schalleinfallsrichtungen um so weniger zu, je größer das Mikrophon ist. Der Schalldruck an der Membran bei frontal einfallendem Schall erhöht sich im oberen Frequenzbereich wesentlich, während der von rückwärts kommende Schall nur bei tieferen Frequenzen durch Schallbeugung in voller Größe zur Membran gelangt. Parallel zur Membranfläche einfallender Schall wird bei den tatsächlichen Abmessungen unserer Membran am wenigsten gestört, wenn man von der nur bei den allerhöchsten Frequenzen auftretenden Phasenverschiebung des Schalldruckes längs der Membran absieht. Diese Richtungsabhängigkeit der Frequenzkurve, welche bei den meisten „Kugelempfängern" wegen ihrer, für kleinere Schallwellenlängen bereits zu großen Abmessungen nicht ganz vermieden werden kann, ist unerwünscht. Zur Abschätzung, welche Einfallsrichtung des Schalles eigentlich im praktischen Betrieb der Mikrophone ausschlaggebend ist, dient folgende Überlegung.

Ein Mikrophon ist bei Verwendung in geschlossenen Räumen nicht bloß dem von der Schallquelle kommenden Schall, sondern in beträchtlichem Grade auch dem von den Wänden reflektierten Schall ausgesetzt. In einem Raum des Volumens V, der Nachhallzeit T und der damit gegebenen Absorption A $(= 0{,}16 \cdot V/T)$ verhält sich der Energieanteil aus direktem Schall zu demjenigen aus reflektiertem Schall bei einem Abstand d von einem Kugelstrahler (der Leistung N) bekanntlich wie:

$$(8) \qquad E_d : E_r \cong \frac{N}{c \cdot 4\pi d^2} : \frac{4N}{c \cdot A} = \frac{10^{-2} \cdot V}{\pi \cdot d^2 \cdot T}.$$

Aus der nachstehenden Tabelle:

V (in m³)	T (in sec)	d (in m)	E_d/E_r —
60	0,5	0,5	1,5
10000	1,5	0,5	80

erhellt, daß in kleinen Räumen unter Umständen verhältnismäßig viel reflektierte Energie zum Mikrophon gelangt. Für größere Mikrophonabstände von irgendeiner ungerichteten Schallquelle verschiebt sich das Verhältnis noch wesentlich nach der Seite der reflektierten Energie. Bei der für Musikdarbietungen günstigen Mikrophonentfernung $d = \frac{1}{2}\sqrt[3]{V}$ und unter Zugrundelegung einer für das betreffende Raumvolumen als vorteilhaft anerkannten Nachhallzeit erhält man z. B. die in folgender Tabelle aufgeführten Werte von E_d/E_r für verschiedene Raumgrößen:

V (in m³)	d (in m)	E_d/E_r —
100	2,3	0,05
1000	5,0	0,10
10000	10,8	0,15

Der reflektierte Schall trifft in allen diesen Fällen diffus aus sämtlichen möglichen Richtungen auf den Schallempfänger. Das Tauchspulenmikrophon besitzt aber, wie die meisten Mikrophone, eine rotationssymmetrische Richtcharakteristik, die also für jede durch die Mikrophonachse gelegte Ebene dieselbe ist. Die für einen beliebigen, zur Achse festgelegten

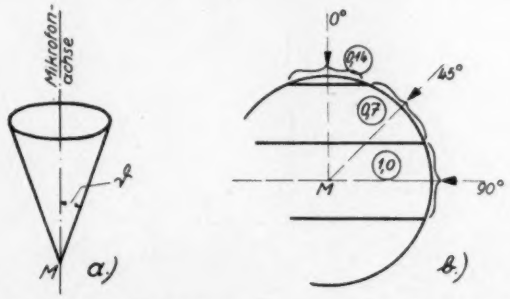


Abb. 10. a) Mantellinien eines Kegels als gleichwertige Schalleinfallsrichtungen
b) Aufteilung in Energiezonen

Einfallswinkel ϑ gültige Frequenzkurve gilt demnach für sämtliche Einfallsrichtungen, welche Mantellinien eines Kegels bilden, dessen Achse mit der Mikrophonachse zusammenfällt (s. Abb. 10a). Die (bei diffusem Schallfeld) von einer gedachten Kugelfläche gleichmäßig nach dem in ihrer Mitte befindlichen Mikrophon zustrebende akustische Energie läßt sich

also in Energiezonenflächen unterteilen (s. Abb. 10b), welche jeweils annähernd die Frequenzkurve eines ihr zukommenden mittleren Einfallswinkels aufweisen. Die Energiezone für seitlichen Schalleinfall (also unter 90°) erhält dabei das größte Gewicht. Bei einer Teilung in Einfallswinkel von 0°, 45°, 90° usw. verhalten sich die einfallenden Energien wie 0,14 : 0,7 : 1,0 (s. Abb. 10b).

Für die Übertragung von Klangbildern mit starken diffusen Schallanteilen besitzt — nach dem Gesagten — die Frequenzkurve für seitlichen Schalleinfall (unter 90°) überragende Bedeutung. Gibt man dem Mikrophon für seitlichen Schalleinfall eine geradlinige Frequenzkurve, so stünde es frei, in denjenigen Fällen, bei denen der direkte Schall zu Einfluß kommt (Sprachaufnahmen), das Mikrophon unter 90° zu beschallen. Es hat sich aber insbesondere bei Sprechversuchen gezeigt, daß — unter

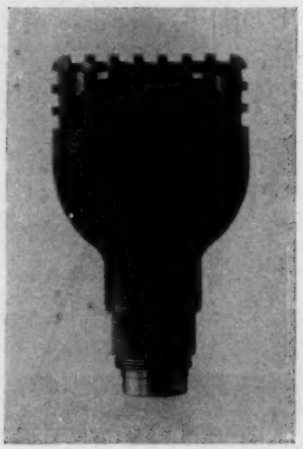
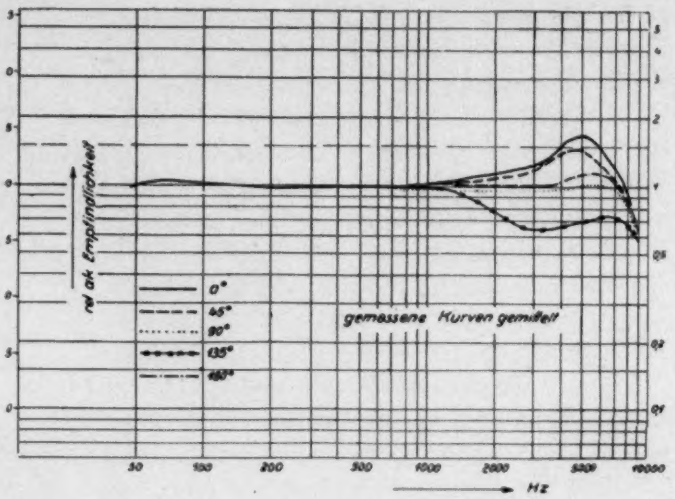


Abb. 11. Mikrophon mit Schallschirm

dessen Anwendung bereits beschrieben wurde[7]). Durch ihn wird auch der Anteil des unter 180° einfallenden Schalles bei hohen Frequenzen erhöht; die Summe der reflektierten Schallenergie bleibt also wiederum annähernd konstant für alle Frequenzen. Man erhält infolge



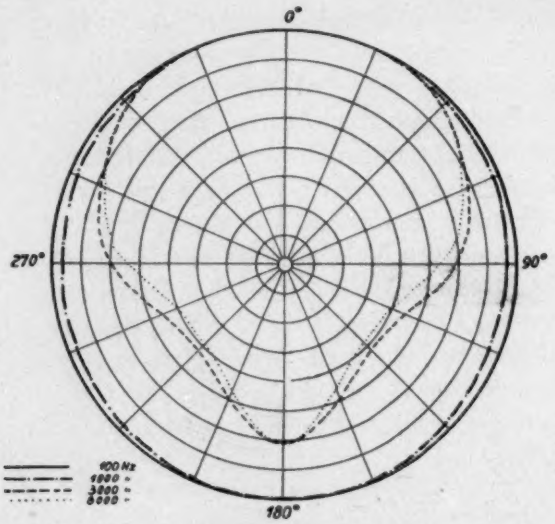


Abb. 12. Frequenz- und Richtcharakteristik des Tauchspulenmikrophons

Voraussetzung einer unter 90° geradlinigen Frequenzkurve — eine geringe Bevorzugung der Höhen für den direkten Schall bei normalen Übertragungen günstig wirkt. Die Möglichkeit hierzu bietet die Besprechungsrichtung unter 0°, wenn man den bereits erwähnten Anstieg durch Schallstauung begrenzt. Dies leistet am besten ein Schallschirm aus Stoff (s. Abb. 11), der Verminderung der Richtungsabhängigkeit der Frequenzkurve durch den Schirm zugleich die Möglichkeit, das Mikrophon im Freien ohne Gefahr einer wesentlichen Verfälschung des Klangbildes aus allen Richtungen besprechen zu können. Am besten hat sich eine einfache

[7]) R. N. Marshall und F. F. Romanow: Bell Syst. Techn. J. 15 (1936), S. 405—423.

Stofflage bewährt, die im Randgebiet durch einen Stoffkreisring verstärkt ist; hierdurch wurde das Verhältnis von Reflexion unter 180° gegenüber Absorption bei 0° im Vergleich zu einem gleichmäßig dichten Schirm vergrößert.

Die im Mittel aus einer Reihe von Mikrophonen gemessene Frequenz- und Richtcharakteristik zeigt Abb. 12.

Die akustische Empfindlichkeit des Mikrophons — definiert als Verhältnis von Ausgangsspannung zum Schalldruck an der Membran — beträgt mindestens 100 μV/μbar für 200 Ohm Ausgangswiderstand und 800 Hz bei einer (ohne Ohrsieb gemessenen) Rauschspannungsdynamik von 54 db, bezogen auf 1 μbar. Diese Angabe besagt zunächst nur etwas im Hinblick auf die technischen Verstärkungserfordernisse sowie auf den Vergleich zur Qualität anderer Schallempfänger gleichguter Linearität[8]).

Eine Aussage über den Abstand des Erreichten von den theoretischen Grenzen der Energiewandlung erhalten wir dagegen durch die Berechnung des Wirkungsgrades. Es mögen hierzu folgende Bezeichnungen gelten:

e = erzeugte EMK

u = elektrische Spannung an den Ausgangsklemmen

R_i = elektrischer Innenwiderstand

p = Schalldruck pro cm²

O = wirksame schwingende Membranfläche

W_{str} = gesamter Strahlungswiderstand der Membran

$\varrho \cdot c \cong 42$ [g · cm^{-2} · s^{-1}]

Die aus dem Schallfeld dem Mikrophon zuströmende akustische Energie wird infolge schlechter Anpassung an das gasförmige Medium nur zum geringen Teil vom Mikrophon aufgenommen, und wiederum nur Bruchteile dieser Energie werden in elektrisch ausnutzbare Energie umgeformt. Man kann also einen Gesamtwirkungsgrad als Verhältnis von maximal abgebbarer elektrischer Leistung

$$u_{eff}^2/R_i = e_{eff}^2/4\,R_i$$

zu maximal aufnehmbarer Leistung

$$(O \cdot p_{eff})^2/4\,W_{str}$$

definieren, der sich aus dem Produkt zweier Einzelwirkungsgrade zusammensetzt, von denen einer durch die Anpassungsverhältnisse, der andere durch den Wandler selbst bedingt ist. Wegen der Frequenzabhängigkeit des Strahlungswiderstandes W_{str} setzen wir an dessen Stelle $O \cdot \varrho \cdot c$, so daß sich der Gesamtwirkungsgrad ergibt zu:

$$(9) \qquad \eta_{ges} = \frac{e^2/4\,R_i}{(O \cdot p)^2/4\,O\,\varrho\,c} = \frac{\varrho \cdot c \cdot e^2}{O \cdot p^2 \cdot R_i}.$$

Der Gesamtwirkungsgrad des Tauchspulenmikrophons nach Beyer beträgt hiernach ca. 0,4%, sein Wandlerwirkungsgrad dagegen ca. 2%. Der mechanische Eingangswiderstand pro cm² läßt sich aus

$$\mathfrak{Z}_{mech} = \frac{p}{e/l\,B} \quad \text{zu} \quad 660\ [\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$$

ermitteln.

Die Membranauslenkung beträgt bei 100 μbar und 50 Hz nur ca. 5 μ. Nichtlineare Verzerrungen sind bei derartig kleinen Bewegungen weder zu erwarten noch beobachtet worden.

Vom praktischen Standpunkt aus gesehen, ist das Mikrophon äußerst stabil und infolge seiner Unabhängigkeit von Hilfsspannungen besonders geschätzt. Sein Gewicht beträgt 400 g. Die Gefahr von Einstreuungen aus magnetischen Störfeldern wurde durch den Einbau einiger in Reihe mit der Schwingspule geschalteter Kompensationswindungen im hinteren Teil des Gehäuses beseitigt.

Vor einigen Monaten ist das Mikrophon in den technischen Dienst der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft gestellt worden und hat sich seither bei Innen- und Außenübertragungen in jeder Hinsicht bestens bewährt.

(Eingegangen am 8. April 1943.)

[8]) Denn eine höhere akustische Empfindlichkeit ließe sich z. B. durch Vergrößerung des Mikrophons auf Kosten seiner Qualität von Frequenzkurve und Richtcharakteristik sehr wohl erreichen.

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Karl Patermann

265.

Deutsches Patent Nr. 704649, patentiert vom 31. 7. 35, ausgegeben am 3. 4. 41

Dr. phil. Sandor Szalay in Debrecen, Ungarn

Piezoelektrisches Schallgerät

Die Erfindung betrifft ein piezoelektrisches Schallumsatzgerät mit einer Membran, die aus einer einzigen, sehr dünnen piezoelektrischen Kristallplatte besteht. Eine sehr hohe Steigerung der Empfindlichkeit wird dadurch erreicht, daß eine sehr dünne, an den Rändern gehaltene Platte aus geeignetem piezoelektrischem Kristallmaterial mit entsprechender Belegung und derartiger Achsorientierung, daß sie den Quereffekt zeigt, verwendet wird. Diese Platte weist infolge einer Stauchung bereits in der Ruhelage eine leichte Krümmung auf.

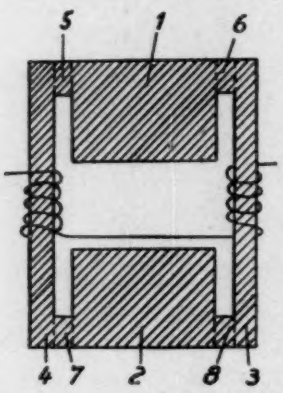
266.

Deutsches Patent Nr. 704699, patentiert vom 10. 5. 38, ausgegeben am 4. 4. 41

Electroacustic G. m. b. H. in Kiel;
Erfinder: Dr. Ulrich John

Magnetostriktiver Longitudinalschwinger

Ist bei magnetostriktiven Longitudinalschwingern die schallabstrahlende Fläche nicht kreisförmig ausgebildet, so führen die seitlich außerhalb der magnetostriktiven Elastizitäten liegenden Teile der schallabstrahlenden Massen Flatterschwingungen aus und erzeugen also Störschwingungen.



Dieser Nachteil wird bei den aus einzelnen Blechen lamellenförmig zusammengesetzten magnetostriktiven Longitudinalschwingungen dadurch vermieden, daß die Stirnflächen der schallabstrahlenden Massen 1 und 2 mit den Stirnflächen der magnetostriktiven Elastizitäten 3 und 4 durch Stege 5, 6, 7 und 8, deren transversale Steifigkeit wesentlich größer ist als die longitudinale Steifigkeit der magnetostriktiven Elastizitäten, derart verbunden sind, daß die Stirnflächen der schallabstrahlenden Massen 1 und 2 mit denen der magnetostriktiven Elastizitäten in einer gemeinsamen Ebene und zwar die ersteren vollständig innerhalb der durch die letzteren begrenzten Fläche liegen.

267.

Deutsches Patent Nr. 704700, patentiert vom 16. 8. 36, ausgegeben am 4. 4. 41

Electroacustic G. m. b. H. in Kiel

Verzögerungs-Kompensator für Gruppenhorchanlagen

Kompensator für Gruppenhorchanlagen, bei denen die Verzögerungszeit durch den Zeitunterschied zwischen magnetischer Aufzeichnung mittels einer Gruppe von Sprechköpfen und magnetischer Abtastung eines Schallgeräusches mittels einer Gruppe von Hörköpfen von einem vorbeibewegten Aufnahmeträger gewonnen wird, dadurch gekennzeichnet, daß jeder Sprech- bzw. Hörkopf auf einem besonderen Schiebeteil derart angeordnet ist, daß sein Spalt eine in sich geschlossene Kurve, insbesondere einen Kreis, beschreiben kann.

268.

Deutsches Patent Nr. 704701, patentiert vom 30. 9. 38, ausgegeben am 4. 4. 41

Siemens Apparate und Maschinen G. m. b. H. in Berlin

Verfahren und Vorrichtung zur Auswertung von Schallmeßergebnissen bei der akustischen Ortung

Verfahren zum Auswerten von Schallmeßergebnissen bei der akustischen Ortung, bei der auf Grund der Lage der Schallmeßstellen und der von ihnen gemessenen Schallaufzeitdifferenzen die Lage der Schallquelle zu ermitteln ist, dadurch gekennzeichnet, daß die Entfernungen der einzelnen Meßstellen von der Schallquelle durch elektrische Widerstände mit ihrem Widerstandswert proportionaler Länge und die ermittelten Zeitdifferenzen durch die Differenz der Spannungen an diesen Widerständen nachgebildet werden.

269.

Deutsches Patent Nr. 704702, patentiert vom 28. 5. 39, ausgegeben am 22. 4. 41

Electroacustic Hecht & Schmidt K. G. in Kiel

Echolotanzeigegerät

Mechanisches oder elektrisches Echolotanzeigegerät nach dem Start-Stop-Prinzip mit mechanischem Zeiger, der durch das Meßwerk vor jeder Signalaussendung selbsttätig wieder auf Null zurückgeführt wird, gekennzeichnet durch die Kombination mit einem die Nullstellung bewirkenden Verzögerungsrelais, das durch das Echo in Tätigkeit gesetzt wird.

270.

Deutsches Patent Nr. 704712, patentiert vom 4. 5. 34, ausgegeben am 4. 4. 41

Tobis Tonbild-Syndikat A. G. in Berlin

Verfahren zum Schwärzen der Tonspur an den nicht tonmodulierten Stellen

Verfahren zum Schwärzen der Tonspur an den nicht tonmodulierten Stellen beim Umschreiben von Lichttonaufzeichnungen in solche in Sprossenschrift mit gemäß der Lautstärke geänderter mittlerer Schwärzung, dadurch gekennzeichnet, daß die Helligkeit des Aufzeichnungslichts über die maximale Aussteuerung hinaus erhöht wird, so daß der neu hergestellte Träger in bekannter Weise an den nicht tonmodulierten Stellen die höchstmögliche Schwärzung erhält.

271.

Deutsches Patent Nr. 704725, patentiert vom 10. 12. 36, ausgegeben am 5. 4. 41

Siemens & Halske A. G., in Berlin-Siemensstadt; Erfinder: Paul Mansel

Gerät zur selbsttätigen telephonischen Ansage von Nachrichten mit wahlweise veränderbarem Inhalt

Die bekannten Uhrzeitansagen vom Fernsprechamt aus erlauben nur die Abtastung in der Reihenfolge der Uhrzeit. Soll ein Gerät z. B. für Wetteransagen gebaut werden, so sind andere Grundsätze maßgebend. Etwa 6 Gruppen mit je 15—20 verschiedenen Sätzen müssen vorgesehen und zusammengefügt werden. Es sind bereits Einrichtungen bekannt, bei denen sämtliche Gruppen von einem einzigen Abtastorgan abgetastet werden, als auch solche, bei denen für jede Gruppe ein Abtastorgan vorhanden ist. Weiter sind Vorrichtungen bekannt, bei denen nacheinander verschiedene auswählbare Nachrichtenteile durch eine mechanische Abtastvorrichtung abgetastet werden. Hierbei wird die Reihenfolge der Abtastungen durch verstellbare Nocken gesteuert, die auf bestimmte Nachrichtenteile oder -sätze innerhalb der Gruppen eingestellt waren.

Die Erfindung bezieht sich auf ein Gerät, bei dem die Nachrichten aus in Gruppen zusammengefaßten Nachrichtenteilen (Sätzen oder Teilsätzen) zusammengesetzt werden und die Nachrichtenteile auf einem Nachrichtenträger aufgezeichnet sind, mit mehreren Abtastorganen zur Abtastung der Aufzeichnungen.

272.

Deutsches Patent Nr. 704874, patentiert vom 1. 6. 39, ausgegeben am 9. 4. 41

Radio Corporation of America in New York, V. St. A.; Erfinder: Robert Lee Harvey

Bandbreiteregler

Die Erfindung betrifft eine Vorrichtung zur Kopplung von Schwingungskreisen, vorzugsweise von solchen, die auf eine bestimmte Frequenz, z. B. die Zwischenfrequenz eines Überlagerungsempfängers, abgestimmt werden. Die Kopplungsvorrichtung, die aus innerhalb der Abstimmspule fest und verschiebbar angeordneten Kernen aus magnetischem Material besteht, dient dazu, die Bandbreite des Abstimmkreises zu regeln, ohne dabei die Resonanzfrequenz zu ändern und ohne eine Einsattelung der Resonanzkurve zu erhalten. Der verschiebbare Kern ist aus magnetischem Material mit verschiedenen Verlusteigenschaften, aber gleicher Permeabilität zusammengesetzt. Vorzugsweise wird der Kern aus zwei voneinander getrennten Teilen zusammengesetzt, von denen der eine niedrige Verluste, der andere hohe Verluste aufweist. Die Zusammensetzung des Kernes kann aber auch so sein, daß beide Teile allmählich ineinander übergehen.

273.

Deutsches Patent Nr. 705016, patentiert vom 26. 11. 36, ausgegeben am 15. 4. 41

Herbert Jyrch in Dresden

Lautsprecher für Anlagen auf Bahnsteigen usw.

Die Erfindung betrifft einen Lautsprecher für Anlagen auf Bahnsteigen u. dgl. mit ein- oder beiderseitig des elektromechanischen Teils angeordneter Schallführung. Sie hat sich die Aufgabe gestellt, die Schallweitergabe auf die Nachbarbahnsteige nach Möglichkeit zu mindern, den Schall also in Richtung der Bahnsteige selbst zu richten, und löst sie dadurch, daß die Schallführung rohrartig ausgebildet, etwas gegen die Waagerechte geneigt und an der Unterseite mit einem breiten, axial verlaufenden Schlitz versehen ist, zu dessen beiden Seiten Schalleitflächen vorgesehen sind.

Hierdurch wird erreicht, daß die für die Schallbündelung ungünstigen, tiefen Sprachfrequenzen sich durch den Schlitz sofort nach unten ausgleichen, gleichsam kurzschließen können. Ein weiterer Vorteil ist, daß auch die unmittelbar unter dem Lautsprecher befindlichen Bereiche des Bahnsteiges gut verständlich bestrahlt werden. Es ist vorteilhaft, den beiden Rohrteilen eine verschiedene Neigung und Länge zu geben, etwa derart, daß einer etwa $^1/_3$, der andere etwa $^2/_3$ der gesamten Strahlfeldlänge bestrahlt. Durch die Neigung beider Teile ergibt sich, daß die Strahlbündel der Rohrkörper nicht in der Verbindungslinie der beiden Lautsprecher verlaufen, wodurch die Verständlichkeit in der Anlage wesentlich verbessert wird.

Akustisches Schrifttum des Jahres 1941 (Nachtrag)

Bearbeitet von K. Patermann

(Fortsetzung)

12. Tonfilmtechnik

Neue Geräte zur Bestimmung des Gleichrichtereffektes von Lichttonaufzeichnungen und ihre Anwendung. A. Narath. Kinotechn. **24** (1941) Nr. 8, S. 107—112.

Professor Harald Burries-Meyers acoustic envelope and sound-projection equipment. Sci. News Letter **38** (Nov. 1940) S. 342.

Lautstärkeumfang der Tonfilmwiedergabe. Photogr. Ind. **39** (1941) S. 14.

A 200-mil variable — area modulator. R. W. Benfer & G. T. Lorance. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **36** (1941) S. 331—340.

Recording and reproducing square waves. D. Canady. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **35** (1940) Nr. 2, S. 201—206.

13. Magnettontechnik

Verfahren zur mikroskopischen Sichtbarmachung magnetischer Tonaufzeichnungen. Hermann Heidenwolf. Lorenz-Ber. **1941** Nr. 3/4, S. 119—122.

Entscheidende Verbesserung des AEG-Magnettonverfahrens. Rolf Wigand. Rundfunkhändler **18** (1941) Nr. 12, S. 269—270.

14. Schallplattentechnik

Grammo-Probleme. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. **32** (1940) Nr. 20, S. 528—531.

A two-side non-turnover automatic record-changer. B. R. Carson. RCA-Rev. **6** (1942) Nr. 2, S. 183—189.

Crystal cutter and channel for lateral recording. F. W. Stellwagen. Proc. Radio Club of Amer. **19** (1941) Nr. 3, S. 29—44.

New recording characteristic. Reducing noise level. Wireless Wld. **47** (1941) Nr. 1069, S. 175.

Sound recording for the amateur. A. L. Williams. Electr. Engng. **60** (1941) Nr. 6, S. 290.

Der Kristalltonabnehmer. B. Brunkhorst. Funktechn. Vorw. **11** (1941) Nr. 9, S. 137—138.

Constant-groove-speed recording. R. Leitner. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **9** (1941) Nr. 5, S. 287.

Über die Verzerrungen beim elektrischen Schallplattenverfahren. Schwandt. Helios, Lpz., Radio Helios **47** (1941) Nr. 51, S. 1589—1590.

The field for sound reproduction equipment. Electr. Engr. **10** (1940) S. 178—179.

15. Akustik in der Wehrtechnik

Rumm-rumm bird. A survey of the identification of aircraft by sound. C. Campbell. Flight **38** (1940) S. 412.

16. Echolote

17. Lärm- und Erschütterungsabwehr

Schwingungsdämpfung und Gummiaufhängung von Maschinen. Folke Odqvist. Tekn. T. **71** (1941) S. 17—26.

Need of noise abatement. Amer. City **55** (1940) S. 60.

Der Fahrlärm von Straßenbahnwagen und seine Bekämpfung. P. Becker. Verkehrstechn. **21** (1940) S. 335—336.

Torsionalvibration in geared-turbine propulsion equipment. H. Poritsky & C. S. L. Robinson. J. appl. Mech. **7** (1940) S. A 117/A 124.

Die Dämpfung von Schwingungen bei Bauwerken. Granholm. Betong **1941** Nr. 8, S. 169—214.

Results of transformer vibration tests. Edison Electr. Inst. Bul. **9** (1941) S. 17—20.

Verhütung von Störungen durch Lüftungsanlagen. Aage Jacobsen. Tekn. Ukebl. **88** (1941) S. 505—509, 516—518.

The mechanical impedance of damped vibrating systems. Manley. J. roy. aeron. Soc. **45** (1941) Nr. 371, S. 342—348.

Dynamic vibration absorber applied on crank shaft. I. Ichimatsu Tanishita. Report Trans. Soc. Mech. Eng. Japan (jap.) **6** (1940) I-47—I-61, Nr. 24.

The vibration and sound of a revolving thin plate. Acoustical model of airscrew flutter. Juichi Obata, Yahei Yosida & Yasuo Makita. Proc. Imp. Acad. Tokyo **16** (1940) Nr. 9, S. 455—460.

Sound detector for roof spotters. Electrician, Lond. **126** (1941) Nr. 3277, S. 175.

Schütz, Rudolf. Über die Messung der Klopffestigkeit an Otto-Motoren. Dissertation Dresden TH 1939. 22 S.

Dietrich, Georg. Reibungskräfte, Laufunruhe und Geräuschbildung an Zahnrädern. Dissertation TH Dresden 1939. 38 S.

Frank Walther. Ein Beitrag zur Frage der Schwingungsvorgänge an hohen Schornsteinen mit Kreisquerschnitt. Dissertation TH Stuttgart 1939. Veröff. a. d. Inst. f. Techn. Phys. der TH Stuttgart Heft 10. Vgl. Arch. Wärmewirtsch. **22** (1941) S. 33—35.

18. Medizinische und physiologische Akustik (Gehör)

Hearing acuity of animals as measured by conditioning methods. S. Dworkin. J. exp. Psych. **26** (1940) S. 281—298.

Hearing of school children. R. C. MacKave. Amer. J. Phys. Anthrop. **27**, Suppl. 12 (1940).

The national census of the deaf. R. Nathan. Amer Ann. Deaf **85** (1940) S. 340—341.

Present status of auditory research: an anatome-physiologic viewpoint. F. A. Mettler. J. Gen. Psych. **22** (1940) S. 387—412.

Einige kritische Betrachtungen über die elektroakustische Prüfungsmethodik und die Wahl gehörverbessernder Röhrenverstärker-Apparatur. A. A. Sjöberg. Acta oto-laryng., Stockholm **28** (1940) S. 437 bis 442.

Meyer zum Gottesberge, Alf. Physiologisch-anatomische Elemente der Schallrichtungsbestimmung. Hab.-Schr. Köln 1940. Abdruck in Arch. f. Ohren-, Nasen- u. Kehlkopfheilkde. 147 Heft 2/3.

Seyfarth, Werner. Ergebnisse der Untersuchung von 120 Arbeitern in Großlärmbetrieben. Dissertation Jena 1941. Arch. Gewerbepathologie u. Gewerbehygiene 10 Heft 3.

Spies, Lieselotte. Die obere Tongrenze für Luftleitung im Vergleich zur Knochenleitung, der Hördauer für die c^5-Gabel und der unteren Tongrenze. Dissertation Marburg 1941. 14 S.

Kahle, Hans. Schall- und Explosionsschädigungen des Gehörorgans während des Weltkrieges 1914—1918. Dissertation Breslau 1941.

Vacuum tube hearing aid. Rev. sci. Instrum. **12** (1941) Nr. 5, S. 282.

Pitch of complex tones. L. A. Jeffress. Amer. J. Psych. **53** (1940) S. 240—250.

Simple, inexpensive, and portable apparatus for demonstrating the phantom sound. H. B. Carlson. J. exp. Psych. **27** (1941) S. 337—338.

19. Sprache

Speech without the tongue. Sci. Digest **8** (1940) S. 53 bis 54.

Roedemeyer, Friedrichkarl. Die Sprache des Redners. Dissertation Frankfurtmain 1939.

Kaulhausen, Marie-Hedwig. Die Typen des Sprechens und ihr Wert für die Sprecherziehung. Dissertation Bonn 1941. Germanische Bibl. Abt. 2 Bd. 43.

20. Musikalische Akustik

A more correct theory of the arrangement of frets on the finger-board of plucked instruments. N. Jakovlev. J. techn. Phys. (russ.) **10** (1940) Nr. 11, S. 936—940.

The comma in music. A. F. Dufton. Phil. Mag. **32** (1941) Nr. 212, S. 259—261.

Calculation of the scale of brass instruments. A. Belov. J. techn. Phys. (russ.) **11** (1941) Nr. 11, S. 1035—1049.

The theory and practice of the excitation of piano strings. III. N. J. Yakovlev (Jakovlev). J. techn. Phys. (russ.) **10** (1940) Nr. 12, S. 957—969.

Colour in sound. A study from the psychological viewpoint. E. L. Trist. Electronic Engng. **14** (1941) Nr. 166, S. 547—548.

Dynamics of the pianoforte string and the hammer. VI. Displacement after impact. VII. Energy of the string. M. Ghosh. Indian J. of Phys. **15** (1941) Part I, S. 1—10, 11—14.

On vibration of twisted strings. G. Suryan. Sci. & Culture, Calcutta **7** (1941) Nr. 1, S. 55.

Klang und Farbe. Ludwig Heck. Reichsrundfk. 1941/42, Nr. 20, S. 398—402.

De la gamme tempérée et sur une gamme diatonique équivalente possédant des intervalles rationnels. Const. Maltézos. Praktika Acad. Athènes **14** (1939) S. 488—500.

Kühn, Karl Theodor. Klangfarbe und Wirbelform einer Lippenpfeife in Abhängigkeit von der Bauweise. Dissertation Berlin 1939.

Boese, Helmut. Die Klarinette als Soloinstrument in der Musik der Mannheimer Schule. Ein Beitrag zur Geschichte des Deutschen Bläserkonzerts. Dissertation Berlin 1940.

21. Elektrische Musik

A new electrical musical instrument. James Stokley. Science **93** (1941) Nr. 2420, Suppl. S. 1. (USA-Patent 2241027 von Ralph W. Bumstead).

Design for an electronic reed organ. Frederic D. Merrill. Electronics, N. Y. **13** (1940) Nr. 4, S. 42—45, 97—98.

An experimental electronic musical instrument. F. C. Blake. Electronic Engng. **14** (1941) Nr. 164, S. 460.

Les instruments de musique électroniques et les progrès de l'orgue sans tuyaux. L. Vellard. Rev. gén. Electr. **49** (1941) Nr. 4, S. 214—227.

22. Piezoelektrische Kristalle

A method of absolute amplitude measurement of Rochelle salt vibrators. T. Kashimoto & T. Tsumura. Electrotechn. J., Tokyo **4** (1940) Nr. 12, S. 275.

Crystal elements. The development and applications of crystal elements. A. L. Williams & A. W. Duffield. Communic. **21** (1941) Nr. 8, S. 8—10, 14.

Comment on the elastic constants of alpha-quartz. A. W. Lawson. Phys. Rev. **59** (1941) Nr. 10, S. 838 bis 839.

The dielectric constants of a Rochelle salt crystal. N. Takagi & T. Nakayama. Electrotechn. J., Tokyo **4** (1940) Nr. 12, S. 275—276.

Quartz crystal holders. Electronic Engng. **14** (1941) Nr. 164, S. 435.

Sur la valeur du module piézoélectrique principal du quartz. André Langevin. J. Phys. Radium (8) **1** (1940) S. 189—196.

On the temperature coefficient of the equivalent-circuit constants in quartz crystal vibrators for electrical wave-filters. Z. Kamayachi & T. Ishikawa. Electrotechn. J., Tokyo **5** (1941) Nr. 2, S. 35.

Schweidler, Hans Fridtjof von. Piezoelektrischer Ultraschallgeber und Untersuchungen an Schwingquarzen. Dissertation Wien 1940. 48 S.

The x-ray goniometric apparatus for correcting the cutting of quartz crystals into layers. V. J. Arkharov & V. S. Averkiev. J. techn. Phys. (russ.) **10** (1940) Nr. 15, S. 1276—1280.

The propagation of sound in a crystal possessing piezoelectric properties. J. G. Shaposhnikov. J. experm. theor. Phys. (russ.) **11** (1941) Nr. 2/3, S. 332—339.

23. Ultraschall

A theory of ultrasonic interferometer. P. Krasnovshkin. C. R. Moskau **27** (1940) Nr. 3, S. 214—218.

Untersuchung von Metallen mit Ultraschall. D. S. Schraiber. Savodsk. Labro **9** (1940) S. 1001—1008.

Heat-conduction damping of pulsating gas bubble in liquid which resonates to supersonic wave. Z. Saneyosi. Electrotechn. J., Tokyo **5** (1941) Nr. 3, S. 49—51.

Propagation of supersonic waves in liquid mixtures, and intermolecular forces. I. Alcohols in water. R. Parshad. Indian J. of Phys. **15** (1941) Part 5, S. 323 bis 336.

Dispersion of supersonic waves in cylindrical rods. G. S. Field. Phys. Rev. **57** (1940) Nr. 12, S. 1188.

A supersonic cell fluorometer. H. B. Briggs. J. opt. Soc. Amer. **30** (1940) Nr. 12, S. 653.

Bender, Dietrich. Ultraschallgeschwindigkeiten in Stickstoff, Stickoxyd und Kohlenoxyd zwischen 20 und 200° C, gemessen mit einem neuen Verfahren. Dissertation Marburg 1940. Abgedruckt in Ann. Phys. (5) **38** (1940) Nr. 3, S. 199—214.

SCHUBOTZ, FRIEDRICH. Die Ultraschallwellen. (Eine Zusammenfassung mit besonderer Berücksichtigung ihrer Wirkungen in Biologie und Medizin, das Schrifttum bis zum Jahre 1940 enthaltend.) Dissertation Berlin 1941. 50 S.

Ultraschallmethoden zur Untersuchung der Eigenschaften gehärteten Stahls und zur Feststellung innerer Fehler metallischer Erzeugnisse. J. techn. Phys. (russ.) 11 (1941) S. 160—169.

Werkstoffprüfung mittels Ultraschall. N. G. NEUWEILER. Techn. Ind. u. Schweiz. Chem. Ztg. 24 (1941) S. 319 bis 323.

GOLLMICK, HANS JOACHIM. Untersuchung über die Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Gasen. Dissertation Berlin 1940.

KLÖPF, ALEXANDER. Ultraschallwellen und deren biologische Bedeutung. Dissertation München 1941.

JETTER, ULRICH. Einfluß von Ultraschall auf die magnetischen Eigenschaften von Nickel. Dissertation Stuttgart 1941.

Bücher

CAIN, B. S. Vibration of rail and road vehicles. New York: Pitman Publishing Corp. 1940. 258 S. 5 Dollar.

COULSON, C. A. Waves. A mathematical account of the common types of wave motion. New York: Interscience Publishers Inc. 1941. 156 S. 29 Abb. 1,50 Dollar.

ECKERSLEY, P. P. The power behind the microphone. London: Jonathan Cape 1941. 230 S. 25 Abb.

RICHARDSON, E. G. Sound. A physical textbook. 3rd ed. 340 S. 117 Abb. 16 s.

Individuazione acustica di aerei in volo non visibili. Memoria illustrativa dei principali apparati nazionali et esteri per ascoltazione aerei. Ministero d. guerra Nr. 2986. Roma: Ist. Poligr. d. Stato 1940. 70 S. 50 Abb. 6 Lire.

MURRI, C. A. Su delle anomalie nella propagazione del suono entro la nebbia marina. Laono 1939. 24 S.

LEHR, ERNST. Progressive Federung von Kraftwagen. Berlin: VDI-Verlag 1941. 10 S. 20 Abb. (Dtsch. Kraftfahrforsch. Heft 58) 1,15 RM.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

DANIEL F. HOTH, **Room Noise Spektra at Subscribers' Telephone Locations.** J. acous. Soc. Amer. 12 (1941), S. 499—504.

Geräusche, die in Räumen auftreten, in denen Fernsprecher benutzt werden, haben einen nachteiligen Einfluß auf die Verständigung; sie setzen die Hörschwelle infolge des Verdeckungseffektes herauf und verursachen durch häufiger notwendig werdende Rückfragen höhere Gesprächskosten. In einer früheren Arbeit (D. F. SEACORD, J. acous. Soc. Amer. 12 [1940], S. 183) wurde bereits über Lautstärkemessungen berichtet, die bei einer größeren Anzahl von Fernsprechteilnehmern durchgeführt wurden. Da der Grad der Störung aber nicht allein von der Lautstärke, sondern auch von der Art der Geräusche abhängt, wurden weitere Messungen vorgenommen, die neben der Lautstärke auch die Feststellung der frequenzmäßigen Verteilung der Störgeräusche zum Ziele hatten.

Für die Messungen wurde ein objektiver Lautstärkemesser entsprechend den Festlegungen der American Standards Association verwendet, der mit einem Tauchspulmikrophon ausgerüstet war und dessen Frequenzabhängigkeit der 40-phon-Ohrkurve glich. Zur Frequenzanalyse konnten zusätzlich Bandpässe von 500 Hz Bandbreite eingeschaltet werden, die den Frequenzbereich 0—5000 Hz überdeckten. Außerdem standen noch sechs 22-Hz-Pässe zur Verfügung, deren Lochmitten bei 100, 200, 300, 400, 500 und 600 Hz lagen. Da der gesamte Frequenzbereich nicht gleichzeitig erfaßt werden konnte, wurden die einzelnen Bänder nacheinander gemessen und diese Meßreihe an jedem Meßort zehnmal wiederholt. Auf diese Weise wurde der Einfluß der zeitlichen Änderung der Geräusche auf die Frequenzverteilung nach Möglichkeit vermindert.

Es wurde an insgesamt 31 Stellen in Philadelphia, nämlich in 9 Läden, 11 Büros, 8 verschieden gearteten Geschäftsräumen und 3 Wohnungen gemessen. Die Absolutwerte schwanken sehr stark für die einzelnen Meßorte, auch wenn diese gleichgeartet sind. Verschiebt man aber die gemessenen Frequenzkurven auf das einheitliche Niveau von 50 phon, so weichen sie alle nur wenig voneinander ab, d. h. die Frequenzverteilung ist in allen Fällen praktisch gleich. Lediglich Büros weisen im oberen Frequenzbereich mehr Energie auf (im Mittel etwa + 2 db), vermutlich hervorgerufen durch die Büromaschinen.

Die Meßergebnisse sind zunächst noch, wegen der Verwendung des Lautstärkemessers, mit der 40-phon-Kurve verzerrt. Um auf absolute Schalldruckwerte zu kommen, mußten die Meßresultate, besonders für die tiefen Frequenzen, umgerechnet werden. Wegen der großen Bandbreite ist jedoch nicht ohne weiteres anzugeben, welcher Frequenz der gemessene Mittelwert entspricht. Zur genaueren Festlegung des Kurvenverlaufs bei den niedrigen Frequenzen wurden deswegen die 22-Hz-Filter herangezogen. Die erhaltenen Werte wurden dann auf den Schalldruck umgerechnet.

Die Abbildung zeigt in Kurve *A* den Mittelwert sämtlicher 31 Messungen in Philadelphia. Die Kurve

B stellt den Mittelwert aus 30 in zwei New Yorker Bürohäusern durchgeführten Messungen dar. Als

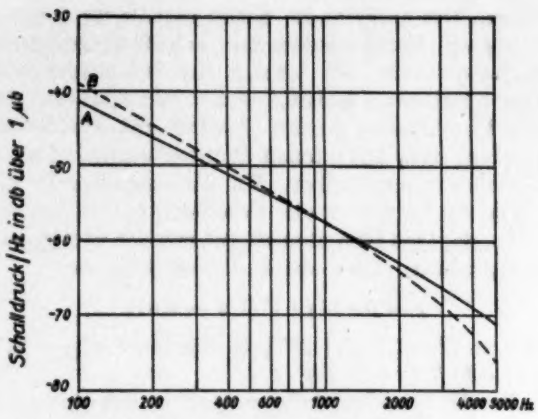


Abb. 1. Spektra von Raumgeräuschen

Abszissen sind die Frequenzen in Hz aufgetragen, die Ordinaten geben den Schalldruck pro Hz in db über 1 µb an, unter der Annahme, daß die Lautstärke an den einzelnen Meßstellen stets 50 phon betrug. Wie man aus den Kurven ersieht, fällt der Schalldruck mit Verdoppelung der Frequenz um etwa 5 db.

GERHARD BUCHMANN

A. GIGLI, **Il Potere Fonoisolante delle Pareti Semplici.** L'Ingegnere 1941, Nr. 8.

Die Arbeit bringt eine zusammenfassende Darstellung der in der Bauakustik gebräuchlichen Definitionen und Meßmethoden der Schalldämmung sowie eine Zusammenstellung neuerer Meßergebnisse für Einfachtrennwände. Nach einem einleitenden Abschnitt über die grundsätzlichen Probleme der Schalldämmung im Bauwesen werden die Begriffe Übertragungsgrad und Schalldämmzahl eingeführt. Im Zusammenhang mit einer Erläuterung der bekannten Meßverfahren gibt der Verfasser eine Beschreibung des Bauakustischen Laboratorium des Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris. Es verfügt über zwei im Grundriß und Schnitt unsymmetrische, sorgfältig gegeneinander isolierte Hallräume, die durch eine Prüföffnung von 2 × 2 m² verbunden sind. Die Wände sind in Ziegelmauerwerk, die Decken in Eisenbeton von je 600 kg/m² Gewicht ausgeführt.

In einer theoretischen Betrachtung wird die Schalldämmzahl einer als Kolbenmembran schwingenden Einfachtrennwand berechnet; für Frequenzen $f \gtrsim 3 f_0$ (f_0 = Eigenfrequenz der Wand) gilt die Formel

$$I = 10 \log \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{m f}{\varrho_0 c}\right)^2 \text{ db},$$

m = Wandgewicht [kg/m²],

$\varrho_0 c$ = Wellenwiderstand der Luft [kg/m² s].

Die mittlere Schalldämmzahl im Frequenzbereich 125 bis 4000 Hz ergibt sich daraus für

$f_m = \sqrt{125 \times 4000} = 710$ Hz:

$$(1) \qquad I_m = 17{,}5 + 20 \log m \text{ db}.$$

Die Tatsache, daß die Wand nicht wie eine Kolbenmembran, sondern nach Art einer an den Rändern eingespannten Platte schwingt, kann durch Einführung einer reduzierten Masse berücksichtigt werden. Für Wände mit $m \geq 50$ kg/m² beträgt der Reduktionsfaktor etwa 0,15. Formel (1) wird dann:

$$(2) \qquad I_m = 1 + 20 \log m \text{ db}.$$

Die Abb. 1 ermöglicht einen Vergleich von verschiedenen Meßergebnissen mit der Theorie: Kurve *A* ist nach Gl. (1), Kurve *B* nach Gl. (2) berechnet. *C* ist eine von SCHOCH angegebene Mittelwertkurve aus Messungen verschiedener Autoren, Kurve *C'* stammt von ASTON und CONSTABLE nach Messungen im National Physical Laboratory, Tedding-

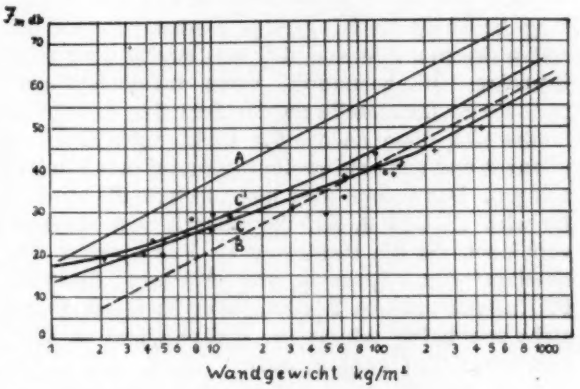


Abb. 1. Mittlere Schalldämmzahlen von Einfachtrennwänden als Funktion des Wandgewichtes

ton. Die Punkte und Kreuze stellen Meßergebnisse des oben genannten italienischen Instituts dar; sie stimmen mit denen der anderen Autoren gut überein. Gewisse Abweichungen lassen sich aus der verschiedenen Art der Mittelwertbildung erklären.

Die Arbeit bringt schließlich ein Nomogramm, in dem die Größen: Wandfläche, Übertragungsgrad, Wandgewicht, Schalldämmzahl, Schluckfläche und „Geräuschreduktionsfaktor" (wirkliche Schalldämmung) in Beziehung gesetzt sind. (Das gleiche Nomogramm ist in der A. Z. V, Seite 303, bereits veröffentlicht worden.) An Hand dieses Nomogramms wird die Ermittlung der Schalldämmung einer kombinierten Wand als Zahlenbeispiel durchgeführt.

H. F. GERDIEN

J. M. A. LENTHAN and E. G. RICHARDSON, **Observations on Edge Tones.** Philos. Mag. Vol. 29, Nr. 195 (1940), S. 400.

Drei Theorien werden genannt, die die Entstehung der Schneidentöne zu erklären suchen: 1. Die WACHSMUTHsche (Ann. Phys. [1904[S. 469), die das Hin- und Herschwingen des Luftstromes darauf zurückführt, das eine leichte Ausbiegung des Luftstromes einen Überdruck auf einer Seite erzeugt, welcher das Luftblatt auf die Seite geringeren Druckes treibt, worauf sich das Spiel in entgegengesetzter Weise wiederholt usw. 2. Die Stoßwellentheorie von F. KRÜGER (Ann. Phys. [1920], S. 673) besagt, daß längs des Luftblattes eine Reihe von Wirbeln die Spaltöffnung verlassen und auf die Schneide treffen. Dort entsteht dann eine Druckwelle, die sich mit Schallgeschwindigkeit zurück zum Spalt bewegt und den nächsten Wirbel entstehen läßt usw. Dazu wird auf eine Arbeit von E. G. RICHARDSON verwiesen (Proc. Phys. Soc. [1931], S. 394), der über Versuche berichtet, welche die KRÜGERsche Theorie anscheinend nicht bestätigen. Es wurde nämlich in Flüssigkeit einmal eine Strömung gegen eine Schneide erzeugt und eine Pendelung beobachtet. In geringem Abstand von der ersten Strömung befand sich eine zweite, aber ohne Schneide. R. behauptet, wenn tatsächlich eine periodische Druckwelle an der Schneide entstünde, müßte sich diese nach allen Richtungen hin fortpflanzen und auch die zweite Strömung zum Pendeln bringen. Das konnte aber nicht festgestellt werden. Es wird deshalb 3. auf die Theorie von KARMÁN verwiesen, die die Pendelung als Folge zweier sich überlagernden Systeme von Wirbeln darstellt. F. KRÜGER hat den Einwand von RICHARDSON als nicht stichhaltig erklärt (F. KRÜGER und H. CASPER, Phys. Z. [1936], S. 842).

Verf. berichten außerdem über Versuche an Schneidentönen, die sie an dünnen Drähten erzeugten. Sie konnten dabei die Ansicht J. J. COOPS (J. Acous. Soc. Am. [1938], S. 321), der eine Abhängigkeit der abgestrahlten Schallfrequenz vom Durchmesser des Drahtes fand, widerlegen. Als Windquelle bedienten sie sich eines Gebläses, das einen Beruhigungsbalg und eine hölzerne Lade speiste, deren innere Ecken nach dem Spalt zu abgeschrägt wurden, um eine möglichst homogene Strömung herzustellen. Der als Schneide dienende Draht wurde in einem Rahmen verstellbar über dem Spalt angebracht. Die Geschwindigkeit des Luftstromes dicht am Draht wurde mit Pitotrohr und Manometer festgestellt, während ein Bändchenmikrophon mit angeschlossenem Analysator zur Feststellung der Schallfrequenz diente.

Mit dieser Anordnung wurde die Konstante $V/a \cdot f$ (V = Luftgeschwindigkeit, a = Abstand Spalt-Schneide, f = Frequenz) bestimmt. Das Diagramm der Abhängigkeit von Schallfrequenz f vom Abstand a zeigt, daß die Frequenzen die gleichen Sprungstellen aufweisen wie bei normalen Schneidentönen. Der ausgesandte Schall enthält für gewöhnlich zwei Komponenten mit Schwingungszahlverhältnissen von etwa 1,4 : 1. Bei Veränderung der Drahtstärke von 2 bis 0,2 mm wurde gefunden, daß der Durchmesser keinen Einfluß auf die Schallfrequenz hat. Bei dünnen Drähten werden stärkere Obertöne wahrnehmbar. Mit der einfachen Formel $j/2 = V/a \cdot f$ waren die Ergebnisse nicht zu vereinen, dagegen stimmten sie gut mit der von BROWN angegebenen, etwas abgeänderten Beziehung

$$f = 0{,}466\, j \cdot V\,(1/a - 0{,}07)$$

überein (Proc. Soc. [1937], S. 493 und 508) $j = 2{,}7;\ 3{,}8;\ 5{,}4;\ 7{,}2;\ 9{,}2$ usw.

Der Draht selbst konnte dann in Schwingungen versetzt werden, wenn er an Orte geschoben wurde, an denen ein starker Geschwindigkeitsgradient vorhanden war, also an den Rändern des Luftblattes und in der Nähe des Spaltes. In der Zentralregion gleichen Druckes vibrierte der Draht nicht, auch dann nicht, wenn die Luftblattfrequenz mit dem Eigenton des Drahtes übereinstimmte.

LOTTERMOSER

S. W. REDFEARN, **Some Acoustical Source-Observer Problems.** Phil. Mag., Vol. 30, Nr. 200, Sept. (1940), S. 223.

Es werden allgemeine theoretische Betrachtungen darüber angestellt, welche Schallintensität von einer Schallquelle in einem betrachteten Raumpunkt bei Anwesenheit bestimmter Hindernisse für die Schallausbreitung erzeugt wird. Erstens wird der Fall behandelt, daß sich zwischen Schallquelle und Beobachtungsort ein Schirm befindet, zweitens, daß die Schallquelle von Wänden umgeben und drittens, daß der Beobachtungsort von einer Wand mit einer Öffnung eingeschlossen ist. In allen Fällen ist das HELMHOLTZsche Reziprozitätstheorem, daß an zwei Beispielen erläutert wird, als gültig angenommen.

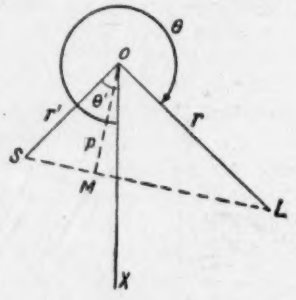


Abb. 1. Lage der Schallquelle (S), des Beobachtungsortes (L) und des Schirmes (Spur = OX) in der Hauptebene

Abb. 1 zeigt die zuerst behandelte Anordnung. Die Schallquelle befindet sich im Punkte S, der Beobachtungsort im Punkte L. Dazwischen liegt ein aus einer unendlich ausgedehnten Halbebene be-

stehender Schirm mit der Spur OX. Durch eine Hauptebene senkrecht zum Schirm werden die Koordinaten von S bzw. L, nämlich r', θ', z' bzw. r, θ, z festgelegt. Nach einer Betrachtung über den möglichen Aufbau der Lösungsfunktion und unter Verwendung bekannter Lösungen aus der Theorie der Wärmeleitung und der bekannten SOMMERFELDschen Lösung für den Spezialfall, daß die Schallquelle im Unendlichen liegt ($r' = \infty$), wird folgende Näherungslösung für den Schalldruck im Beobachtungsort bei endlicher Entfernung der Schallquelle vom Schirm gefunden:

$$(1)\qquad v = \frac{e^{jkR}}{R}\int_{-\infty}^{u} e^{-j\frac{\pi v^2}{2}}\,dv + \frac{e^{jkR_1}}{R_1}\int_{-\infty}^{u_1} e^{-j\frac{\pi v^2}{2}}\,dv,$$

dabei sind:

$$u = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{k\,r\,r'}{R}}\cos\frac{1}{2}(\theta - \theta')$$

$$(2)\qquad R^2 = r^2 + r'^2 + (z-z')^2 - 2\,rr'\cos(\theta - \theta'),$$

$$u_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{k\,r\,r'}{R_1}}\cos\frac{1}{2}(\theta + \theta')$$

$$R_1^2 = r^2 + r'^2 + (z-z')^2 - 2\,rr'\cos(\theta + \theta').$$

Liegt der Beobachtungsort im Bereich des Schallschattens und nimmt man einen vollkommen absorbierenden Schirm an, so ist der zweite Ausdruck in Gl. (1) zu vernachlässigen und die Diskussion der Gl. (1) wird einfach, wenn man sich auf eine Hauptebene ($z = z' = 0$) beschränkt und als Parameter den Winkelabstand ($< SOL$) und das Lot (p) vom Schirmrand auf die Verbindungslinie (SL) von Schallquelle und Beobachtungsort einführt.

In der Abb. 2 ist zunächst der Spezialfall, daß eine ebene Welle auf den Schirm auftrifft ($r' \to \infty$), dargestellt. Über dem Lot p in Wellenlängen gemessen und für verschiedene Winkelabstände ist das Verhältnis der Schallintensitäten (in db gemessen) im Beobachtungsort ohne und mit Schirm aufgetragen. Zum Vergleich sind in Abb. 3 in gleicher Weise die Verhältnisse für den Fall dargestellt, daß sich die Schallquelle in endlicher Entfernung vom Schirm befindet und daß von ihr eine Kugelwelle ausgeht. Es zeigt sich, daß sich in einem größeren Bereich für die Winkelabstände (etwa von 10^0—90^0) nur Unterschiede von wenigen db ergeben.

Als nächste Maßnahme zur Verminderung der Schallintensität einer Störquelle wird der Fall betrachtet, daß die Schallquelle ringsum von Wänden mit einem geringen Durchlaßvermögen für Schallenergie eingeschlossen ist. Zur Beurteilung der Verminderung der Schallintensität wird das Verhältnis der nach außen abgestrahlten Schallenergie (e_x) zur gesamten von der Schallquelle und von dem Nachhall auf die Wände einfallenden Schallenergie (e_s) betrachtet. Nennt man den Absorptionskoeffizienten der Wand α^*, wenn ein Schalldurchgang durch die Wand verhindert ist, beispielsweise durch eine vollkommen starre Begrenzung nach außen, und $\alpha^* + \beta$, wenn in die Absorption auch noch die Schalldurchlässigkeit der

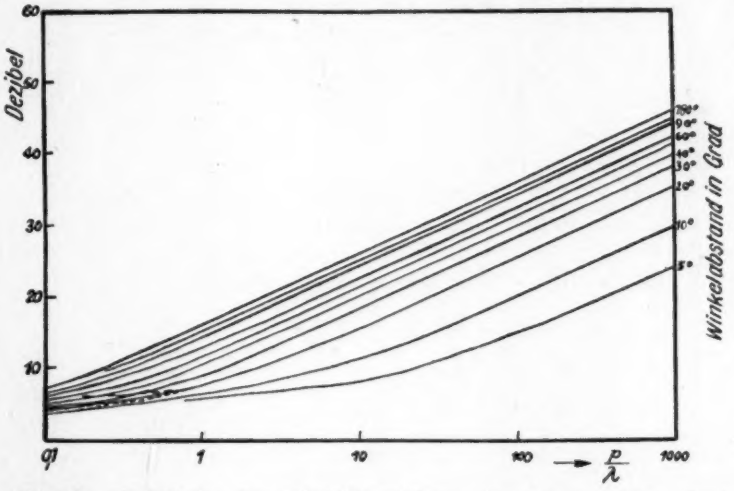


Abb. 2. Verhältnis der Schallintensitäten (in db) in einem Beobachtungsort im Schallschatten ohne und mit Schirm über dem Lot (in Wellenlängen gemessen) vom Schirmrand auf die Verbindungslinie von Schallquelle und Beobachtungsort und für verschiedene Winkelabstände beim Einfall einer ebenen Welle

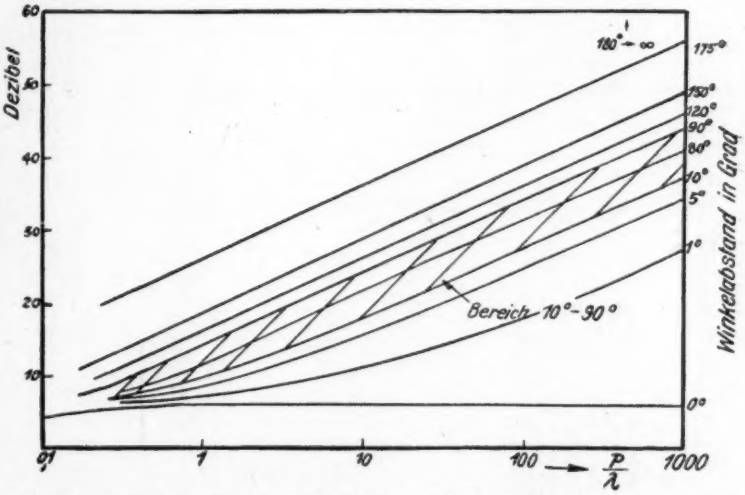


Abb. 3. Dasselbe wie in Abb. 2 bei endlicher Entfernung der Schallquelle vom Schirm und Abstrahlung einer Kugelwelle

Wand einbezogen ist, so folgt:

$$\frac{e_x}{e_s} = \frac{\beta}{\alpha^* + \beta}. \tag{3}$$

Bei dieser einfachen Beziehung ist angenommen, daß die Absorption und die Durchlässigkeit der Wand an jeder beliebigen Stelle gleich sind. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so erhält man als allgemeinere Beziehung:

$$\frac{e_x}{e_s} = (1-\alpha)\frac{\sum \beta S_1}{\sum \alpha S} + \bar{\beta}. \tag{3a}$$

Hierbei ist α an Stelle von $\alpha^* + \beta$ gesetzt. S ist die gesamte innere und S_1 die äußere Fläche der Wände. Die Größen $\bar{\alpha}$ und $\bar{\beta}$ sind definiert durch:

$$\bar{\alpha} \int_S E_1 \, dS = \int_S \alpha E_1 \, dS$$

und

$$\bar{\beta} \int_{S_1} E_1 \, dS_1 = \int_{S_1} \beta E_1 \, dS_1,$$

wobei E_1 gleich der Schallenergie ist, die auf die Flächeneinheit der Wände direkt von der Schallquelle (also ohne Reflexionen) einfällt.

Trennt man den Nachhall von dem direkt von der Schallquelle einfallenden Schall, so erhält man für die Energiedichte ϱ des Nachhalls (Einschwingvorgang):

$$\varrho = \frac{4 e_s (1-\bar{\alpha})}{c \sum \alpha S}\left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right), \tag{4}$$

wobei die Einschwingzeit T_1 in derselben Weise wie die Nachhallzeit in der Sabine-Formel gegeben ist durch:

$$T_1 = \frac{4V}{c \sum \alpha S} \tag{5}$$

V = Volumen des von den Wänden eingeschlossenen Raumes,
c = Schallgeschwindigkeit,
t = Zeit.

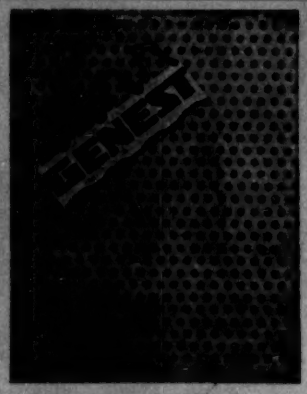
Die Schwierigkeiten der physikalischen Deutung der Sabine-Formel, nach der man auch bei vollkommener Absorption der Wände eine endliche Nachhallzeit bekommt, werden übrigens durch die Trennung von direktem Schall und Nachhall vermieden. In Gl. (4) wird nämlich bei vollkommener Absorption der Wände $\bar{\alpha} = 1$ und damit die Energiedichte des Nachhalls gleich null. Bei kleiner Absorption wird die Einschwingzeit T_1 groß.

Um die Schallintensität außerhalb der Wände durch das Verhältnis $\frac{e_x}{e_s}$ beurteilen zu können, wurde bisher angenommen, daß die von der Schallquelle abgestrahlte Leistung unabhängig von der Form und Verkleidung der einhüllenden Wände ist. Das ist zwar im allgemeinen nicht der Fall, die Annahme ist aber um so besser erfüllt, je größer und unregelmäßiger der Raum und je größer damit die Zahl der Eigenresonanzen ist.

Schließlich wird noch der Fall behandelt, daß nicht die Schallquelle, sondern der Beobachtungsort von Wänden eingeschlossen ist. Es wird untersucht, welche Schallintensitäten man für den Nachhall erhält, wenn sich in der Wand eine Öffnung, die klein gegen die Wellenlänge ist, befindet und wenn sich von dieser Öffnung nach dem Innern eine Kugelwelle ausbreitet. Es wird eine graphische Darstellung angegeben für die Schallintensität des Nachhalls bezogen auf diejenige in der Öffnung aufgetragen über der Gesamtabsorption des Raumes dividiert durch die wirksame Öffnungsfläche und für verschiedene mittlere Absorptionskoeffizienten. Aus einer weiteren graphischen Darstellung ist zu entnehmen, daß in praktischen Fällen die Intensität des von der Öffnung direkt ausgehenden Schalles in größerer Entfernung von der Öffnung klein ist gegen die Intensität des Nachhalls.

Unter Verwendung des Helmholtzschen Reziprozitätstheorems wird in einer abschließenden Betrachtung festgestellt, daß eine Schallquelle, auch wenn sie von Wänden eingeschlossen ist, die gleiche Schalleistung wie in den freien Raum abstrahlt, wofern nur der Schall durch die Wandflächen vollkommen diffus reflektiert wird. Lippert

Verantwortlicher Schriftleiter: Oberregierungsrat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine G. m. b. H., Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany



Praktische Lärmbekämpfung

nach wissenschaftlichen Erkenntnissen

gegen Schallübertragung durch Bauteile, gegen Halligkeit lärmerfüllter Räume, zur Hörsamkeitsregelung von Sälen, gegen Erschütterungsübertragung von Maschinen

Ausstattung von Schallmeßräumen

Bewährte Dämmstoffe und Methoden
Erste Referenzen

Werner GENEST GmbH. - Berlin
Tel. 602066
Stuttgart Wien

GENEST

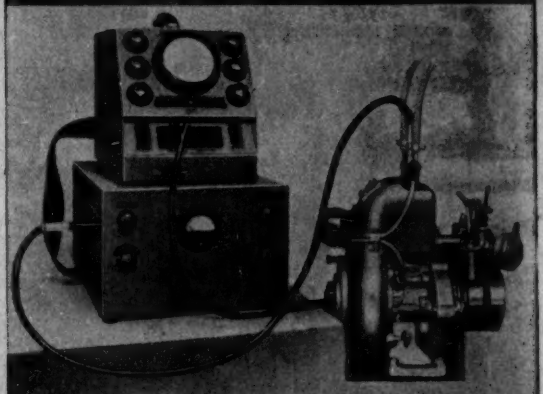
So einfach wird der
Stabilisator
angewendet

Ausführliche Beschreibungen sendet auf Wunsch kostenlos

STABILOVOLT GMBH
BERLIN

StV
STABILISATOR

AEG
Technisch-physikalische Sondergeräte



Piezoelektrische Meßeinrichtungen
für Druck- und Erschütterungsmessungen

Verlangen Sie Druckschrift TPW 1034

ALLGEMEINE ELEKTRICITÄTS-GESELLSCHAFT
Technisch-Physikalische Werkstätten, Berlin
779

Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen

Von Dr. Arnold Schoch, Berlin

Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

VIII, 119 Seiten mit 87 Abbildungen. 8°. Ganzleinen 6,20 RM.

Die Bauzeitung: Das wertvolle Buch behandelt die großen Fortschritte auf dem Gebiet der Schalldämmung, u. a.: **die Einführung in die physikalischen Grundlagen, die Schall- und Erschütterungsempfindungen und ihre Beziehungen zu den physikalischen Schallgrößen, den Schall in geschlossenen Räumen und überhaupt die Raumakustik, den Luftschalldurchgang durch Öffnungen, die Übertragung von Luftschall durch Wände und den Körperschall.**

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG